Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1912.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im Januar 1912.

Viertes Heft.

Ausgegeben im März 1912.

Fünftes Heft.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 5. 1911. Heft 1.

Hertzsche Signale zur Zeitbestimmung und Messung der geographischen Längenunterschiede. II. Empfang der Zeit- und Pendelsignale.

(Signaux Hertziens pour la détermination de l'heure et la mesure des différences de longitude. II. Réception des signaux horaires et pendulaires.)

Von **Paul Jégou.**

Das Interesse, welches diese beiden Probleme bieten, hängt mit den Eigenschaften des Empfängers für Hertzsche Wellen zusammen. Dieser muß nämlich, wenn er die Vorteile dieser Methoden voll und ganz auszunutzen gestatten soll, gewisse Eigenschaften besitzen, welche die drahtlose Telegraphie nicht verlangt: Er muß sehr empfindlich, wenig umfangreich, wohlfeil und absolut selbständig sein.

Empfindlich sein muß er, damit die Anwendungszonen dieser Methoden möglichst groß werden, ohne die Aufstellung unmäßig hoher und weitausladender Antennen zu erfordern.

Wenig umfangreich sein muß er, um dank seiner Leichtigkeit und seinem geringen Volumen, wie auch seiner Unempfindlichkeit gegenüber den bei einem Transport unvermeidlichen Stößen und Erschütterungen leicht transportabel zu sein. Wir müssen uns nämlich gegenwärtig halten, daß die Methode der Koinzidenzen der Hertzschen Schwingungen zur Längenbestimmung besonders in den Kolonien ungeheure Dienste leisten kann, wenn es gilt die genaue geographische Lage eines Punktes kennen zu lernen, den Forscher oder Operationstruppen aufgefunden haben. Letztere brauchen dann nur einen solchen kleinen Empfänger für Hertzsche Wellen mitzuführen.

Wohlfeil sein muß er, damit sich seine Verwendung mit Vorteil über sämtliche Handelsschiffe verbreiten und dort die teueren Chronometer ersetzen kann.

Selbständig muß er vor allen Dingen sein. Diese Eigenschaft ist eine grundlegende und ist charakteristisch für den diesen beiden Anwendungsgebieten angepaßten Wellenempfänger. Wie wir gesehen haben, braucht man nämlich, um die Zeitsignale zu empfangen und um die Pendelsignale zur Bestimmung des Längenunterschiedes zwischen zwei diese Signale gleichzeitig aufnehmenden Stationen zu benutzen, nur einen Wellenempfänger anzuwenden. Die Bedingungen sind

Fig. 1.

hier von den bei der drahtlosen Telegraphie herrschenden sehr verschieden. Dort ist nämlich offenbar der Empfänger stets mit einer Sendervorrichtung vereint. Man kann sich nun leicht klar machen, daß die Sendervorrichtung der Empfangsanordnung zu Hilfe kommt. Letztere braucht nämlich zum Betriebe einige Sammler (mindestens eine Doppelzelle), die von Zeit zu Zeit frisch geladen werden müssen, und diese Ladung wird mit Hilfe der Energie der Sendervorrichtung (Dynamo, Sammlerbatterie) bewerkstelligt.

Bei einem Empfänger, der allein arbeiten soll, mußten also diese Sammler durch Batterien mit möglichst wenigen Elementen ersetzt werden. Ich habe besonders für diese Verwendung einen Empfänger untersucht, der diesen Bedingungen entspricht[1]).

Er ist durch die Verwendung einer Batterie von zwei Leclanché- oder Trockenelementen gekennzeichnet. Diese Batterie ersetzt die

1) Die Anordnung ist der Académie des Sciences in der Sitzung vom 5. Dezember 1910 vorgelegt und dem Congrès de l'Association pour l'Avancement des Sciences zu Toulouse mitgeteilt worden.

Sammler und gewährleistet dem Empfänger die verlangte Selbständigkeit. Die Empfindlichkeit des Empfängers steht in nichts jener der gewöhnlichen Empfänger für drahtlose Telegraphie nach, die komplizierter, umfangreicher und kostspieliger sind.

Dank der Verwendung besonderer Detektoren *E* (Fig. 1) mit Bleikathode können nämlich die beiden Elemente der Batterie ihre

Fig. 2.

Energie unmittelbar an den Detektor abgeben, ohne Elektrolyse herbeizuführen. Das gibt die Möglichkeit, das „Potentiometer" zu unterdrücken. Das ist offenbar eine um so glücklichere Vereinfachung, als man dadurch vermeidet, daß die Batterie unnütz Energie im Potentiometerwiderstand verausgabt, wodurch die Stromquelle um so rascher erschöpft werden würde.

Die Verwendung eines kleinen Umformers (*f*, *F*), dessen Elemente

sorgfältig bestimmt worden sind, gewährleistet eine sehr konstante Empfindlichkeit des Empfängers und gestattet dabei die Benutzung gewöhnlicher Telephonempfänger an Stelle der ganz besonders konstruierten und sehr schweren Empfänger, die man wegen der durch sie herbeigeführten Steigerung der Empfindlichkeit benutzt.

Schließlich ist der Abstimmungskondensator R in Reihe zwischen

Fig. 3.

Detektor und Batterie geschaltet. Diese Schaltung gestattet, ohne Kondensator auszukommen.

Fig. 2 zeigt das Aussehen des Zeitapparates.

Die Empfangsstationen für die Pendelsignale sollen übrigens, wie bereits auseinandergesetzt, genau den Augenblick der Koinzidenz zwischen den Schlägen des Pendels auf dem Eiffelturm und jenen der Pendel auf den Stationen aufzeichnen. Damit diese Aufzeichnung mit jeder wünschenswerten Genauigkeit erfolgen kann, hat es sich als notwendig erwiesen, ein kleines Mikrophon der Einwirkung der Schläge des Stationspendels auszusetzen und den so entstehenden Telephonkreis mit einem Wellenempfänger dergestalt zu verbinden, daß man in den Telephonempfängern gleichzeitig die Schläge der Hertzschen Signale und die des Stationspendels hört.

Der eben beschriebene Empfänger ist für diese Verbindung besonders geeignet, ohne die Empfindlichkeit zu beeinträchtigen. Man braucht nämlich nur in den Kreis der an die Klemmen der starkdrähtigen Wickelung des Umformers angelegten Telephonempfänger eine weitere kleine Induktionsspule einschalten, der die Aufgabe zufällt, die Mikrophonstöße des Pendels wiederzugeben (siehe das Schema in Fig. 3).

Eingegangen 10. Juli 1911.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)
(Eingesandt 12. Juli 1911.)

Zur Theorie der Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine.

Von **B. Mackû.**

Es sei an eine einphasige Wickelung eines Stators eine Reihe von Kreisen angeschlossen, welche durch passende Wahl der Selbstinduktionen und Kapazitäten auf die Schwingungszahlen $2n$, $4n$, $6n$ . . . abgestimmt sind, wobei n die Grundperiodenzahl der im Rotor induzierten Ströme bedeutet. Außerdem sei die Statorwickelung von einem gleichgerichteten Strome von der Intensität J_0 durchflossen.

Ebenso sei an die einphasige Wickelung des Rotors eine Reihe von Kreisen angeschlossen, welche wiederum auf die Schwingungszahlen n, $3n$, $5n$ . . . abgestimmt sind.

Eine solche Anordnung stellt uns im Prinzipe die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine.

Um die Erscheinungen in dieser Maschine rechnerisch verfolgen zu können, machen wir folgende vereinfachende Voraussetzung: Es seien die Dämpfungen und auch die gegenseitigen Induktionen der einzelnen abgestimmten Kreise so klein, daß man in jedem die Ströme anderer Frequenz, als solche auf welche der Kreis abgestimmt ist, vernachlässigen kann.

Wir bezeichnen alle Größen, welche den Kreisen des Stators gehören, mit großen Buchstaben, wobei noch ein Index hinzugefügt wird, der die Frequenz andeuten soll, auf welche der betreffende Kreis ab-

gestimmt ist. Die entsprechenden Größen des Rotors werden **mit** kleinen Buchstaben bezeichnet.

Es ist

$$J = J_0 + \sum_{\lambda=2}^{2\mu} (A_\lambda \sin \lambda \omega t + B_\lambda \cos \lambda \omega t)$$

$$i = \sum_{\lambda=1}^{2\mu-1} (a_\lambda \sin \lambda \omega t + b_\lambda \cos \lambda \omega t)$$

Wegen unserer Voraussetzung gilt aber

$$S_\lambda \frac{d J_\lambda}{d t} + R_\lambda J_\lambda + E_\lambda = \frac{d M i}{d t} \tag{1}$$

$$s_\lambda \frac{d i_\lambda}{d t} + r_\lambda i_\lambda + e_\lambda = \frac{d M J}{d t} \tag{2}$$

wenn E_λ und e_λ die Spannung an dem betreffenden Kondensator und M die zwischen Rotor und Stator bestehende veränderliche gegenseitige Induktion bedeutet. Dieselbe kann gesetzt werden:

$$M = m \sin \omega t$$

Nach unserer Voraussetzung kommt aber von $M i$ und $M J$ nur die Wirkung derjenigen Glieder zum Vorschein, welche die Faktoren $\sin \lambda \omega t$ und $\cos \lambda \omega t$ enthalten.

Es ist aber:

$$M i = M \sum i_\lambda = \frac{m}{2} \sum_{\lambda=0}^{2\mu} \{(b_{\lambda-1} - b_{\lambda+1}) \sin \lambda \omega t - (a_{\lambda-1} - a_{\lambda+1}) \cos \lambda \omega t\}$$

$$M J = M \sum J_\lambda = \frac{m}{2} \sum_{\lambda=1}^{2\mu+1} \{(B_{\lambda-1} - B_{\lambda+1}) \sin \lambda \omega t - (A_{\lambda-1} - A_{\lambda+1}) \cos \lambda \omega t\}$$

und wegen der vorausgesetzten Abstimmung ist auch

$$S_\lambda \frac{d J_\lambda}{d t} + E_\lambda = 0$$

$$s_\lambda \frac{d i_\lambda}{d t} + e_\lambda = 0$$

Es bleibt somit übrig, wenn man von $M i$ und $M J$ die wirkungslosen Glieder wegläßt:

$$R_\lambda (A_\lambda \sin \lambda \omega t + B_\lambda \cos \lambda \omega t) =$$
$$= \frac{m}{2} \frac{d}{d t} \{(b_{\lambda-1} - b_{\lambda+1}) \sin \lambda \omega t - (a_{\lambda-1} - a_{\lambda+1}) \cos \lambda \omega t\}$$

$$r_\lambda (a_\lambda \sin \lambda \omega t + b_\lambda \cos \lambda \omega t) =$$
$$= \frac{m}{2} \frac{d}{dt} \{(B_{\lambda-1} - B_{\lambda+1}) \sin \lambda \omega t - (A_{\lambda-1} - A_{\lambda+1}) \cos \lambda \omega t\}$$

Setzt man noch

$$\frac{2 R_\lambda}{m \lambda \omega} = \Delta_\lambda \qquad \frac{2 r_\lambda}{m \lambda \omega} = \delta_\lambda$$

dann erhält man:

$$\text{(I)} \left\{ \begin{array}{ll} \text{a)} & \Delta_\lambda A_\lambda = a_{\lambda-1} - a_{\lambda+1} \\ \text{b)} & \delta_\lambda a_\lambda = A_{\lambda-1} - A_{\lambda+1} \end{array} \right.$$

$$\text{(II)} \left\{ \begin{array}{ll} \text{a)} & \Delta_\lambda B_\lambda = b_{\lambda-1} - b_{\lambda+1} \\ \text{b)} & \delta_\lambda b_\lambda = B_{\lambda-1} - B_{\lambda+1} \end{array} \right.$$

Es sind jetzt in die Gleichungen (Ia) und (IIa) $\lambda = 2,4 \ldots 2\mu$, in die Gleichungen (Ib) und (IIb) $\lambda = 1, 3, 5 \ldots (2\mu - 1)$ zu setzen, wobei zu beachten ist, daß für alle A, B, a, b, welche größeren Index als 2μ und kleineren als 1 tragen, Null zu setzen ist, außer $B_0 = 2 J_0$.

Es gibt somit die I-Gruppe 2μ Gleichungen für 2μ Unbekannten (A_2, $A_4 \ldots A_{2\mu}$; a_1, $a_3, \ldots a_{2\mu-1}$). Da aber keine von diesen Gleichungen ein absolutes Glied besitzt, müssen alle A und auch alle a gleich Null sein.

Es ist also:

$$A_2 = A_4 = \cdots = A_{2\mu} = 0$$
$$a_1 = a_3 = \cdots = a_{2\mu-1} = 0$$

Die Gruppe II gibt die Gleichungen:

$$\text{(II}'\text{a)} \left\{ \begin{array}{l} \Delta_2 B_2 = b_1 - b_3 \\ \Delta_4 B_4 = b_3 - b_5 \\ \vdots \\ \Delta_{2\mu-2} B_{2\mu-2} = b_{2\mu-3} - b_{2\mu-1} \\ \Delta_{2\mu} B_{2\mu} = b_{2\mu-1} \end{array} \right.$$

$$\text{(II}'\text{b)} \left\{ \begin{array}{l} \delta_1 b_1 = 2 J_0 - B_2 \\ \delta_3 b_3 = B_2 - B_4 \\ \vdots \\ \delta_{2\mu-3} b_{2\mu-3} = B_{2\mu-4} - B_{2\mu-2} \\ \delta_{2\mu-1} b_{2\mu-1} = B_{2\mu-2} - B_{2\mu} \end{array} \right.$$

Aus der Form der Gleichungen (II′) kann man aber sofort ein wichtiges allgemeines Resultat ableiten. Es sind nämlich alle δ und

Δ positiv. Dann folgt aber aus der letzten Gleichung der Gruppe a) daß $B_{2\mu}$ und $b_{2\mu-1}$ gleich bezeichnet sind (entweder beide positiv oder beide negativ). Aus der letzten Gleichung der Gruppe b) geht dann aber hervor, daß auch $B_{2\mu-2}$ dasselbe Zeichen haben muß, und daß noch

$$|B_{2\mu-2}| > |B_{2\mu}|$$

In der vorletzten Gleichung der Gruppe a) hat somit $B_{2\mu-2}$ dasselbe Zeichen wie $b_{2\mu-1}$, es muß somit auch $b_{2\mu-3}$ dasselbe Zeichen besitzen, und außerdem muß:

$$|b_{2\mu-3}| > |b_{2\mu-1}|$$

In dieser Weise kann man fortschreiten bis zur ersten Gleichung der Gruppe b), aus welcher dann erhellt, daß alle B und b dasselbe Zeichen besitzen wie J_0, welches wir positiv annehmen, und daß alle B und b mit steigendem Index abnehmen. Es nimmt somit die Amplitude der sowohl im Stator als auch im Rotor entstandenen Oszillationen mit wachsender Frequenz ab.

Man kann sich aber auch über die Größe der Abnahme der Amplituden folgendermaßen eine Übersicht verschaffen. Addiert man eine entsprechende Anzahl der Gleichungen der Gruppe (I'a), dann erhält man:

$$(\mathrm{II}''\mathrm{a})\left\{\begin{array}{rl} b_1 = & \Delta_2 B_2 + \Delta_4 B_4 + \cdots + \Delta_{2\mu-2} B_{2\mu-2} + \Delta_{2\mu} B_{2\mu} \\ b_3 = & \Delta_4 B_4 + \cdots + \Delta_{2\mu-2} B_{2\mu-2} + \Delta_{2\mu} B_{2\mu} \\ \vdots & \\ b_{2\mu-3} = & \Delta_{2\mu-2} B_{2\mu-2} + \Delta_{2\mu} B_{2\mu} \\ b_{2\mu-1} = & \Delta_{2\mu} B_{2\mu} \end{array}\right.$$

Es ist also jedes b von der Größenordnung ΔB und also die Differenz zweier benachbarten Amplituden B [nach den Gleichungen (II'b)] von der Größenordnung $\delta \Delta B$. Es gilt somit ganz allgemein, daß die Amplituden mit wachsendem Index um so rascher abnehmen, je größer δ und Δ sind, d. h. je größer die Widerstände der Oszillationskreise sind und je kleiner die gegenseitige Induktion des Stators und Rotors ist.

Solange aber die Größen von der Ordnung $\delta \Delta$ gegen 1 vernachlässigbar klein sind, können die Amplituden aller Statoroszillationen als untereinander gleich angesehen werden, und zwar ist:

$$B_2 = B_4 = \cdots = B_{2\mu} = 2J_0$$

Und dieser Fall ist auch der günstigte, welcher für die höchste

Frequenz überhaupt erzielt werden könnte[1]) (vorausgesetzt, daß m für alle Kreise dasselbe ist. Siehe S. 13).

Für die b gilt in diesem Falle:

$$b_\lambda = 2J[\Delta_{2\mu} + \Delta_{2\mu-2} + \cdots + \Delta_{2\mu-(\lambda+1)}]$$

Wenn also alle $\Delta < \frac{1}{\mu}$ sind, so sind alle $b < B$.

Die Energieumsetzung, welche in der Zeiteinheit durch einzelne Schwingungen erzeugt wird, ist allgemein gegeben durch

$$\tfrac{1}{2} R_\lambda B_\lambda^2 \quad \text{resp.} \quad \tfrac{1}{2} r_\lambda b_\lambda^2$$

wobei man aber (wie früher) unter R und r nicht nur den Ohmschen Widerstand, sondern auch den den Eisenverlusten und der Strahlung (für die höchste Frequenz) equivalenten Widerstand verstehen muß.

Wären die Produkte $\Delta\delta$ gegen 1 nicht vernachlässigbar klein, dann resultieren für B und b sehr komplizierte Ausdrücke. Man beschränkt sich darum in diesem Falle nur auf zwei speziale Beispiele, $\mu = 2$ und $\mu = 3$.

Für $\mu = 2$ gilt:

$$B_4 = \frac{2J_0}{1 + \delta_1 \Delta_2 + \delta_1 \Delta_4 + \delta_3 \Delta_4}$$

$$B_2 = \frac{(1 + \delta_3 \Delta_4) 2J_0}{1 + \delta_1 \Delta_2 + \delta_1 \Delta_4 + \delta_3 \Delta_4}$$

$$b_3 = \frac{\Delta_4 2J_0}{1 + \delta_1 \Delta_2 + \delta_1 \Delta_4 + \delta_3 \Delta_4}$$

$$b_1 = \frac{(\Delta_2 + \Delta_4 + \delta_3 \Delta_2 \Delta_4) 2J_0}{1 + \delta_1 \Delta_2 + \delta_1 \Delta_4 + \delta_3 \Delta_4}$$

Für $\mu = 3$

$$\begin{aligned}
B_6 &= 2J_0 D \\
B_4 &= 2J_0 D(1 + \delta_5 \Delta_6) \\
B_2 &= 2J_0 D(1 + \delta_3 \Delta_4 + \delta_3 \Delta_6 + \delta_5 \Delta_6 + \delta_3 \delta_5 \Delta_4 \Delta_6) \\
b_5 &= 2J_0 D \Delta_6 \\
b_3 &= 2J_0 D(\Delta_4 + \Delta_6 + \delta_5 \Delta_4 \Delta_6) \\
b_1 &= 2J_0 D(\Delta_2 + \Delta_4 + \Delta_6 + \delta_3 \Delta_2 \Delta_4 + \delta_3 \Delta_2 \Delta_6 + \delta_5 \Delta_2 \Delta_6 + \\
&\qquad + \delta_5 \Delta_4 \Delta_6 + \delta_3 \delta_5 \Delta_2 \Delta_4 \Delta_6)
\end{aligned}$$

1) Es ist somit die Behauptung des Herrn Goldschmidt, „daß nur das letzte Feld (höchste Frequenz, Nutzfeld) in voller Stärke besteht und damit auch nur dies die vollen Eisenverluste bedingt“ (Jahrb. 4, 345, 1911) nicht richtig, mindestens nicht für Stator.

wo

$$\frac{1}{D} = 1 + \delta_1 \Delta_2 + \delta_1 \Delta_4 + \delta_1 \Delta_6 + \delta_3 \Delta_4 + \delta_3 \Delta_6 + \delta_5 \Delta_6 + \delta_1 \delta_3 \Delta_2 \Delta_6 + \delta_1 \delta_5 \Delta_2 \Delta_6 + \delta_1 \delta_5 \Delta_4 \Delta_6 + \delta_2 \delta_3 \Delta_2 \Delta_4 + \delta_3 \delta_5 \Delta_4 \Delta_6 + \delta_1 \delta_3 \delta_5 \Delta_2 \Delta_4 \Delta_6$$

Es seien jetzt die Voraussetzungen und Bedingungen, unter welchen die Theorie entwickelt wurde, rekapituliert um aus denselben diejenigen zu finden, welche erfüllt sein müssen, beziehungsweise um den Einfluß zu bestimmen, welchen ein Nichterfüllen derselben auf den Wirkungsgrad der Maschine haben könnte.

I. Es wurde vorausgesetzt daß in dem Stator nur die geraden, in dem Rotor nur die ungeraden Vielfachen der Grundfrequenz zum Vorschein kommen können. Dieser Bedingung kann durch eine möglichst vollkommene Abstimmung der Stator- und Rotorkreise Genüge geleistet werden. In der Theorie wurde angenommen, daß die Abstimmung durch Wahl einer Reihe von miteinander lose gekoppelter Oszillationskreise erzielt wird. Prinzipiell ist aber auch eine engere Koppelung der Kreise nicht ausgeschlossen, es muß aber dann bei der Abstimmung der Kreise dieselbe berücksichtigt werden, d. h. es müssen alle Kreise des Stators als ein System aufgefaßt auf die geraden, und alle Oszillationskreise des Rotors zusammen auf die ungeraden Vielfachen der Grundfrequenz abgestimmt werden. Es ist aber doch vorteilhaft die Koppelungskoeffizienten nicht groß zu wählen (etwa nur von der Größenordnung der Dämpfungsdekremente), denn bei engerer Koppelung wird das System auf falsche Oszillationen empfindlicher (d. h. dieselben treten in demselben mit größerer Amplitude hervor) und außerdem verteilt sich auch die Dämpfung an alle Oszillationen regelmäßiger — obwohl es vorteilhafter ist, daß die größte Dämpfung (infolge der Strahlung) nur auf den letzten Oszillationskreis (Antenne) begrenzt bleibe. Bei engerer Koppelung werden elektromagnetische Wellen nicht nur von der Eigenfrequenz der Antenne, sondern auch von niedrigeren Frequenzen ausgestrahlt.

Diese (sub I) der Theorie zugrunde gelegene Voraussetzung kann aber auch dadurch erfüllt werden, daß nur ein System, und zwar besser der Stator, abgestimmt wird, und daß das zweite (Rotor) nur aus einem kurz geschlossenen Kreise besteht. Denn dann tritt an die Stelle der Gleichung (2) die Gleichung:

$$s\frac{di}{dt} + ri = \frac{dMJ}{dt}$$

und es bleibt prinzipiell das Resultat dasselbe, wenn nur auch $\frac{s}{m}$ kleiner als 1 ist. Diese Bedingung wäre aber wahrscheinlich schwieriger zu erfüllen als nur die frühere ($\delta < 1$), und aus diesem Grunde ist es auch vorteilhafter, wenn auch die Rotorkreise abgestimmt sind.

II. Was die Dämpfungen der Oszillationskreise betrifft, so wurde von denselben vorausgesetzt, daß dieselbe so klein sind, daß δ und $\varDelta$ kleiner als 1 bleiben. Diese Bedingung muß zwar nicht unbedingt erfüllt werden, jedoch wird mit wachsendem $\varDelta$ und δ die Amplitude der höchsten Frequenz sehr rasch abnehmen. Um darüber ein genaueres Bild sich zu verschaffen, sind in der folgenden Tabelle die Amplituden für einige Werte von $\varDelta$ und δ zusammengestellt für zwei einfache Fälle $\mu = 2$ und $\mu = 3$.

μ	Amplitude dividiert durch $2J_0$ für:	Alle δ und $\varDelta$ = 0,1	Alle δ und $\varDelta$ = 0,5	Alle δ und $\varDelta$ = 1,0	Alle δ und $\varDelta$ bis auf das höchste $\varDelta = 0,1$ das höchste $\varDelta = 1,0$
2	B_4	0,97	0,57	0,25	0,83
	B_2	0,98	0,71	0,50	0,91
	b_3	0,10	0,28	0,25	0,83
	b_1	0,19	0,64	0,75	0,92
3	B_6	0,94	0,36	0,08	0,66
	B_4	0,95	0,44	0,14	0,72
	B_2	0,97	0,62	0,38	0,78
	b_5	0,09	0,18	0,08	0,66
	b_3	0,19	0,40	0,22	0,73
	b_1	0,29	0,71	0,61	0,81

Der nützliche Wirkungsgrad der Maschine ist am größten, wenn ein möglichst großer Teil der Energie in dem letzten Schwingungskreise in elektromagnetische Wellen umgesetzt wird. Damit hängt aber eine Vergrößerung der Dämpfung der höchsten Frequenz (infolge der Strahlung) zusammen, welche aber wieder von einem starken Anwachsen der Rotoramplituden begleitet wird (da in allen b das Glied $\varDelta_{2\mu} B_{2\mu}$ sich vorfindet), wie auch aus den angeführten Beispielen er-

sichtlich ist. Es ist somit die Steigerung der Strahlung nur bis zu gewisser Grenze vorteilhaft (abgesehen davon, daß die Strahlung einer Antenne überhaupt nur bis zu gewisser Grenze erhöht werden kann).

Außerdem zeigt die Tabelle, daß die Verluste besonders stark mit wachsendem μ anwachsen. Es ist somit sehr wahrscheinlich, daß es möglich ist, durch eine solche Maschine die Grundfrequenz nur ganz mäßig zu erhöhen. Dazu kommt noch der Umstand, daß bei größerem μ die höchsten Frequenzen prozentual nur wenig sich unterscheiden, und es entsteht dadurch eine größere Möglichkeit für die Entstehung falscher Schwingungen, besonders bei engerer Koppelung der Oszillationskreise.

III. Über die gegenseitige Induktion des Rotors und Stators wurde vorausgesetzt, daß dieselbe für alle Oszillationskreise gleich ist, und daß ihre Größe so gewählt ist, daß Δ und δ kleiner als 1 bleiben. Außerdem wurde ihr zeitlicher Verlauf als sinusoidaler angenommen. Welchen Einfluß die Änderung der Größe von m hat, ist sofort aus dem, was unter II. gesagt wurde, ersichtlich. Mit wachsendem m nimmt sowohl Δ als auch δ ab, und es wäre somit großes m wünschenswert. Sollen dabei die Koppelungskoeffizienten der einzelnen Kreise sich nicht vergrößern, welcher Umstand nach I. schädlich wirkt, dann müssen auch alle übrigen Induktionen in demselben Verhältnisse vergrößert werden (so daß $\frac{m}{S_\lambda}$ resp. $\frac{m}{s_\lambda}$ konstant bleibt). Es muß aber noch berücksichtigt werden, daß die Vergrößerung von m und auch S_λ resp. s_λ von einer Zunahme des gesamten Widerstandes der Strombahn begleitet wird. Da aber der Zuwachs des Widerstandes der Wickelung (wenn man auch die Eisenverluste berücksichtigt) mit der Vergrößerung der gegenseitigen Induktion etwa gleichen Schritt halten wird, so bleiben Δ und δ fast die gleichen, und somit bleibt auch die Vergrößerung von m bedeutungslos.

Interessant (wenn auch nur von theoretischer Bedeutung) ist die Tatsache, daß wenn einmal m so groß gewählt ist, daß die Größen der Ordnung $\delta\Delta$ gegen 1 verschwinden, jede weitere Steigerung von m schon keinen nennenswerten Einfluß auf das Endresultat hat.

Lassen wir jetzt noch die Voraussetzung fallen, daß m für alle Oszillationskreise dasselbe ist. Bezeichnet man mit m_λ' bzw. m_λ den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der λ-ten Frequenz auf die $(\lambda - 1)$te bzw. $(\lambda + 1)$te, dann nehmen die Gleichungen II die Gestalt an

$$(\mathrm{II})\quad \begin{cases} \text{a)} \quad \dfrac{2\,r_\lambda}{\lambda\,\omega}\,B_\lambda = m_\lambda{}'\,b_{\lambda-1} - m_\lambda\,b_{\lambda+1} \\[2ex] \text{b)} \quad \dfrac{2\,R_\lambda}{\lambda\,\omega}\,b_\lambda = m_\lambda{}'\,B_{\lambda-1} - m_\lambda\,B_{\lambda+1} \end{cases}$$

Bleiben aber auch jetzt $\dfrac{2\,R_\lambda}{m_\lambda\,\lambda\,\omega}$ und $\dfrac{2\,r_\lambda}{m_\lambda\,\lambda\,\omega}$ genügend kleiner als 1, dann gilt jetzt

$$B_{\lambda+1} = \frac{m_\lambda{}'}{m_\lambda}\,B_{\lambda-1}$$

und für die Amplitude der höchsten Frequenz:

$$B_{2\mu} = 2\cdot\frac{m_2{}'\cdot m_4{}'\cdots m_{2\mu}{}'}{m_2\,m_4\cdots m_{2\mu}}\,J_0$$

Wäre die Maschine so konstruiert, daß die Oszillationskreise höhere Frequenz an weniger Windungen der Rotor- bzw. Statorwickelung gebunden wären [1]), dann ist

$$m_\lambda{}' > m_\lambda$$

und die Amplitude nimmt mit steigender Frequenz zu.

Wie groß die Abnahme des Koppelungskoeffizienten mit steigender Frequenz gewählt werden könnte, dies hängt ab von der Abhängigkeit des Widerstandes R_λ und r_λ von der Frequenz. Wäre derselbe von λ genügend unabhängig, dann wäre es möglich

$$\frac{m_\lambda{}'}{m_\lambda} \doteq \frac{\lambda+1}{\lambda-1}$$

zu wählen (alle $\varDelta$ und δ bleiben dann einander fast gleich) und die Amplitude der höchsten Frequenz wäre in diesem Falle

$$B_{2\mu} \doteq 2(2\,\mu+1)\,J_0$$

Es scheint, daß der hier angegebene Weg (die Abnahme der gegenseitigen Induktion mit wachsender Schwingungszahl) der einzige ist, auf dem eine Zunahme der Amplitude mit steigender Frequenz erreichbar wäre. Praktisch aber (solange die Maschine nicht eisenfrei

---

1) Praktisch wäre dieser Fall etwa dadurch realisierbar, daß die Rotor- und Statorwickelung über eine Induktion geschlossen wäre, und die Oszillationskreise wären dann verschieden eng mit dieser Induktion magnetisch gekoppelt.

ist[1]) stellt sich aber einer solchen Durchführung die mit den Eisenverlusten zusammenhängende Zunahme der Dämpfung mit steigender Frequenz entgegen.

Es sei noch der Fall erwähnt, daß der zeitliche Verlauf der veränderlichen gegenseitigen Induktion nicht vollkommen sinusoidaler Form ist. Im allgemeinen ist eine solche Abweichung gleichwertig der Entstehung falscher Schwingungen und wird auch durch gute Abstimmung hinreichend entfernt, falls die Oberschwingungen im zeitlichen Verlaufe der gegenseitigen Induktion mit nicht zu großer Intensität vorkommen.

Brünn, Physikalisches Institut der böhm. techn. Hochschule.

1) Für eine eisenfreie Maschine wäre es wieder wahrscheinlich unmöglich, genügend großes m für niedrigste Frequenzen zu erzielen, so daß Δ und δ für kleine Frequenzen zu groß wären.

(Eingesandt 12. Mai 1911.)

Über die Wirkungsweise des geknickten Marconischen Senders in der drahtlosen Telegraphie.

(Auszug aus der Münchener Dissertation.)

Von **Harald v. Hoerschelmann.**

Einleitung.

Die Bestrebungen, die Ausbreitung elektrischer Wellen der Praxis dienstbar zu machen und sowohl Umfang als Betriebssicherheit ihrer Anwendungen nach Möglichkeit zu steigern, sind in der Hauptsache auf zwei verschiedene Ziele gerichtet gewesen.

Einmal sind es die Vorgänge bei der Erzeugung und Aufnahme der Wellen, sowie die zeitliche Dämpfung derselben, die ein intensives Interesse beanspruchten, und auf diesem Gebiet hat, dank den Bemühungen hervorragender Forscher, die drahtlose Telegraphie in jüngster Zeit ihre größten Erfolge zu verzeichnen gehabt. Nicht ganz so glückliche Ergebnisse zeitigten die Versuche, die Ökonomie der Raumüberwindung auf eine sichere Grundlage zu stellen. Der Gedanke, die verfügbare ausgesandte Energie nach Möglichkeit nach einer gewünschten Richtung zu konzentrieren, führte naturgemäß auf neue Senderanordnungen, die diese Richtung der Wellen bewirken sollten, und es waren

im wesentlichen zwei Prinzipien, die diesen Sendertypen zugrunde lagen. Während die meisten Stationen bei ihren Versuchen die Phasendifferenzen verschiedener, in Abständen voneinander aufgestellter Antennen zu benutzen suchten (Braun), brachte Marconi seinen eigentümlichen „geknickten Sender" zur Anwendung, der aus einem vertikalen und einem sehr viel längeren horizontalen Aste besteht. Mit dieser Anordnung gelang Marconi die Überwindung sehr großer Strecken. Ob dieser Erfolg indessen wirklich nur einer einseitigen Richtung des Energieflusses zuzuschreiben ist, oder zum Teil auf anderen, durch den Sender bedingten günstigen Umständen beruht, scheint nicht einwandfrei festzustehen. Wenigstens sind mir keine Messungen bekannt, die auch für den Fall sehr großer Entfernungen und sehr großer Leitfähigkeit, wie sie das Seewasser aufweist, in dieser Frage absolut entscheidend wären. Experimentell vollkommen sichergestellt ist hingegen der Richtungseffekt solcher geknickter Sender über festem Boden und bei mäßigen Entfernungen. Hier zeigt die Amplitude der elektrischen Feldstärken auf der einen Seite des Senders bedeutend größere Werte wie auf der entgegengesetzten, und die „Charakteristik" oder das Amplitudendiagramm[1]), in dem die Länge des Fahrstrahls den Betrag der Amplitude in der betreffenden Richtung angibt, hat etwa die Gestalt der Fig. 1.

Es ist eine auf allen Stationen wohlbekannte Tatsache, daß jede schräggestellte Antenne einen ähnlichen, wenn auch bedeutend schwächeren Richtungseffekt hervorruft, und man ist zu der Annahme berechtigt, daß das Vorhandensein einer horizontalen Komponente des im Drahte schwingenden Stromes hier genau dieselbe Rolle spielt, wie der horizontale Zweig des Marconi-Senders.

Fig. 1.

Während die Praxis also im allgemeinen die Möglichkeit einer Richtungstelegraphie nach den beiden erwähnten Prinzipien längst erwiesen hat, steht es um die theoretische Deutung und mathematische Beherrschung derselben insofern bedeutend schlimmer, als nur der zuerst erwähnte Fall mehrerer verschieden-phasiger Antennen einer einfachen mathematischen Behandlung zugänglich ist. Betrachtet man nämlich der Einfachheit halber die Antennen als einfache leuchtende Punkte, so besteht hier der auf einfachen Interferenzerscheinungen be-

1) S. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie S. 317.

ruhende Richtungseffekt unverändert fort, auch wenn der ganze Vorgang sich in einem einheitlichen Medium oder über einer vollkommen leitenden Oberfläche abspielt. Man braucht hier also in erster Näherung auf die Mitwirkung der endlichen Leitfähigkeit der Erde nicht weiter einzugehen, und die Phasendifferenz der erregenden Ströme führt auch rechnerisch ohne weiteres zu einem befriedigenden Ergebnis.

Ganz anders liegen die Verhältnisse im Falle des Marconi-Senders. Hier würde für ein einheitliches Medium überhaupt keine Auszeichnung der Richtung stattfinden können, da ein schwingender Dipol in Richtung seiner Achse bekanntlich gar keine Energie aussendet und der horizontale Ast des Senders mithin keine Wirkung hätte. Aber auch im Falle vollkommener Leitfähigkeit würde der Richtungseffekt verschwindend gering werden, da die Erdoberfläche hier als Spiegel aufzufassen ist, so daß nur die Wirkungen zweier um einen kleinen Bruchteil der Wellenlänge voneinander entfernter, gleich polarisierter Dipole von entgegengesetzter Phase übrig blieben, die in der Schwingungsrichtung selbst sich offenbar nahezu vollständig aufheben müßten, wenigstens für Entfernungen, die groß sind gegen die Wellenlänge. Schon von hier aus läßt sich vermuten, daß für die Wirkung des Marconi-Senders die endliche Leitfähigkeit der Erde von ganz hervorragender Bedeutung sein muß, und es ist erklärlich, daß die Versuche zu einer theoretischen Lösung des Problems, die hierauf keine Rücksicht nehmen, bisher zu keinem befriedigenden Ergebnis geführt haben. So hat Poincaré[1]) den Richtungseffekt aus der endlichen Länge des horizontalen Antennenastes zu erklären versucht. Er kommt zu dem Ergebnis, daß der Effekt zwar vorhanden ist, aber mit der Entfernung von zweiter Ordnung gegen die einfache symmetrische Welle verschwindet. Dieses Resultat widerspricht nun den tatsächlichen Verhältnissen durchaus, da ein solcher Effekt bereits in der Entfernung weniger Wellenlängen gar nicht mehr zu beobachten wäre. Da Poincaré indessen die Erde hierbei als vollkommen leitend betrachtet, so gibt sein Resultat wohl keine das Wesen des Problems treffende Antwort.

Schon für den Fall einer einzigen vertikalen Antenne ist die Mitberücksichtigung der Grenzbedingungen des elektromagnetischen Feldes an einer Oberfläche von mittlerer Leitfähigkeit im allgemeinen mit gewissen mathematischen Schwierigkeiten verknüpft. Nachdem

1) La lumière électrique 1908, II. Bd. S. 259 ff.

Zenneck[1]) das einfachere Problem ebener Wellen, die an einer mäßig leitenden Oberfläche entlang gleiten, untersucht hatte, lieferte zuerst Sommerfeld[2]) eine vollständige Theorie der von einem vertikal schwingenden Dipol ausgesandten Kugelwellen in der Nähe der horizontalen Grenzfläche zweier verschiedener Medien und diskutierte es für den Fall, daß das Verhältnis der Leitfähigkeiten immer noch erheblich von 1 abweicht.

Hierbei ergab sich das interessante Resultat, daß es im wesentlichen zwei Wellentypen sind, die den Vorgang der Ausbreitung beherrschen. Bei mittleren Leitfähigkeiten der Erde bildet sich nämlich eine „Oberflächenwelle" heraus, deren Intensität nur wie $\frac{1}{\sqrt{r}}$ abnimmt. Bei großen Werten der Leitfähigkeit hingegen tritt diese Oberflächenwelle gegen die ursprüngliche Kugelwelle immer mehr zurück und verschwindet gänzlich für den Fall des vollkommenen Leiters.

Wenn also schon bei der Ausbreitung einer einfachen symmetrischen Welle die Erde eine so wesentliche Rolle spielt, so werden wir das um so mehr für die gerichtete Telegraphie zu erwarten haben. Es wird sich im Verlaufe zeigen, daß diese Erwartung vollkommen bestätigt wird und daß der Richtungseffekt ganz wesentlich von dem elektrischen Verhalten der Erde abhängig ist. Dabei soll nur der Fall des Marconischen Senders besprochen werden, da der Fall mehrerer verschiedenphasiger Vertikalantennen sich durch die Kenntnis der Wirkungsweise einer einzigen von selbst erledigt (s. oben!). Es wird sich ergeben, daß der erste dieser Fälle in gewissem Sinne auf den zweiten zurückzuführen ist.

Der § 1 dieser Arbeit enthält zunächst die Herleitung der allgemeinen Integralausdrücke für die Komponenten des „Hertzschen Vektors", aus dem die Feldstärken in bekannter Weise zu bilden sind. Dabei wird die Antenne durch zwei einfache Dipole versinnbildlicht, von denen der eine in horizontaler, der andere in vertikaler Richtung schwingt. Die Trennungsfläche zwischen Luft und Erde ist als Ebene gedacht, so daß auf die Erdkrümmung keine Rücksicht genommen wird.

Im § 2 berechnen wir sodann aus den gewonnenen Formeln die in größeren Entfernungen an der Erdoberfläche im ersten Medium (Luft)

1) Zenneck, Über die Fortpflanzung ebener elektrom. Wellen an einer leitenden Oberfläche. Ann. d. Phys. 23, 846.

2) Sommerfeld, Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Ann. d. Phys. 28, 665, 1909.

auftretenden Feldstärken. Es ergibt sich, daß der Richtungseffekt der Anordnung durch einen einfachen, von dem Verhältnis der Längen beider Antennenäste und von den Materialkonstanten abhängigen Ausdruck charakterisiert wird. Dabei zeigt sich, daß dieser Richtungseffekt mit wachsender Leitfähigkeit der Erde rapide abnimmt, während er in praxi sogar noch über Seewasser, das eine sehr große Leitfähigkeit besitzt, deutlich beobachtet wird.

Einer Erklärung dieser Tatsache dient § 3. Der horizontale Teil der Antenne induziert in der Nähe des Senders starke vertikale Ströme in der Erde, die nun ihrerseits gewissermaßen die Rolle von selbständigen Antennen spielen. Die Phasen dieser Ströme sind zu beiden Seiten des Senders einander entgegengesetzt.

Auf die Entfernung wirken dann diese „fingierten Antennen" annähernd ebenso, als wären zu beiden Seiten der ursprünglichen Vertikalantenne zwei neue aufgestellt, deren Phasen sich um π unterscheiden. Auf der einen Seite wird das ursprüngliche symmetrische Feld durch diese beiden Zusatzantennen verstärkt, auf der anderen geschwächt.

Ist nun der Sender zunächst von schlechtleitendem Boden umgeben, der die Entstehung solcher Erdströme begünstigt, so wird sich dieser eigentümliche „Erdstromeffekt" unter allen Umständen hier ausbilden müssen, und wir können uns die ganze Senderanordnung durch die drei oben beschriebenen Vertikalantennen ersetzt denken. Die Wirkung des weiter draußen befindlichen guten Leiters ist dann im wesentlichen eine einfache Spiegelung, die die einmal in der Nähe des Senders erzeugte starke Richtung der Wellen nicht mehr beeinträchtigen kann. Eine nähere Untersuchung der Erdströme geschieht in § 4, während in § 5 gezeigt wird, daß dieselben tatsächlich bis ins einzelne, nach Phase und Intensität, den aus § 3 bekannten Richtungseffekt liefern.

Die notwendigen rein mathematischen Entwickelungen habe ich im zweiten Teil meiner Münchener Dissertation durchgeführt und verweise hierauf im Text durchweg unter der Ziffer II.

§ 1. Formulierung des Problems und seine allgemeine Lösung.

Der Sender Marconis besteht in Wirklichkeit aus einem vertikalen und einem sehr viel längeren horizontalen Antennenaste, die von demselben Strom durchflossen werden. Die Länge des ersteren ist klein gegen die Wellenlänge, während die Länge des letzteren etwa $^1/_{15}$ der-

selben beträgt. Streng genommen wäre also auch für größere Entfernungen diese endliche Länge durchaus zu berücksichtigen. Wenn wir trotzdem beide Zweige der Antenne als einfache in bestimmter Richtung polarisierte Dipole oder „leuchtende Punkte“ auffassen, so rechtfertigt sich dies dadurch, daß bei endlicher Leitfähigkeit der Erde auch hier schon der Richtungseffekt vorhanden ist und durch die erwähnte Korrektion nur graduell, nicht mehr prinzipiell abgeändert wird.

Der Einfluß der Erdung ist ferner in praxi für den Wirkungsgrad der aufgewandten Energie von großer Bedeutung. In bezug auf die Verteilung und Ausbreitung der Energie, auf deren Betrachtung wir uns beschränken, spielt die Erdung indessen nach Überlegungen von Sommerfeld (l. c.) keine Rolle, und wir ziehen es daher vor, die Antenne als ungeerdet zu betrachten, das heißt wir fassen ihren vertikalen Teil ebenfalls als einen in gewisser Entfernung über dem Erdboden schwingenden Dipol auf. Das hat zudem den weiteren Vorteil, daß wir so eine Lösung des Problems finden, bei der die gesamte ausgestrahlte Energie konstant und angebbar bleibt, wie auch die Materialkonstanten der Erde und der Luft variieren mögen, wie wir sehen werden.

Bekanntlich lassen sich die Vektoren des elektromagnetischen Feldes aus einem einzigen Vektor ableiten, dem „Hertzschen Vektor“[1]), der der Bedingung genügt:

$$c^2 \Delta \mathfrak{Z} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathfrak{Z}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial t}$$

wenn ε, μ und σ Dielektrizitätskonstante, Permeabilität und Leitfähigkeit in Heaviside-Einheiten bedeuten.

Wenn es sich dabei um rein periodische Wellen handelt, so können wir schreiben:

$$\mathfrak{Z} = \frac{i c}{n} \Pi e^{-int} \;{}^{2})$$

und die obige Gleichung geht über in:

$$c^2 \Delta \Pi = \{\varepsilon \mu (-i n)^2 + \mu \sigma (-i n)\} \Pi$$

oder

1) S. Abraham, Theorie der Elektrizität, II. Bd., § 8, Teubner 1905.

2) Im folgenden ist unter „Hertzscher Vektor“ der einfacheren Schreibweise halber der Vektor $\Pi \cdot e^{-int} = \frac{n}{ic} \mathfrak{Z}$ verstanden.

$$\Delta \Pi = - k^2 \Pi$$

mit der Abkürzung:

$$k^2 = \frac{\varepsilon \mu n^2 + i \mu n \sigma}{c^2} = \frac{\sigma - i n \varepsilon}{c} \cdot \frac{i n \mu}{c}$$

Setzt man dann

$$\mathfrak{H} = rot\, \Pi e^{-int}$$

$$\mathfrak{E} = \frac{c}{\sigma - i n \varepsilon} (grad\, div\, \Pi + k^2 \Pi) e^{-int}$$

so sind die beiden Maxwellschen Gleichungen für ruhende Körper erfüllt, denn es ist bis auf den Faktor e^{-int}:

$$\begin{aligned} 1. \quad \varepsilon \dot{\mathfrak{E}} + \sigma \mathfrak{E} &= c(grad\, div\, \Pi + k^2 \Pi) \\ &= c(grad\, div\, \Pi - \Delta \Pi) \\ &= c\, rot\, rot\, \Pi \\ &= c\, rot\, \mathfrak{H} \end{aligned}$$

$$2. \qquad rot\, \mathfrak{E} = \frac{c k^2}{(\sigma - i n \varepsilon)} rot\, \Pi = \frac{i \mu n}{c} rot\, \Pi = \frac{-\mu}{c} \dot{\mathfrak{H}}$$

Unser mathematisches Problem formuliert sich nun folgendermaßen: In einem gewissen Abstande a von der Trennungsebene zweier Medien befindet sich ein vertikal und ein horizontal schwingender Dipol, die beide als punktförmige Energiequellen zu betrachten sind und deren Feld dann bekanntlich im einheitlichen Medium aus dem Vektor

$$\mathfrak{P}_z = A \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} e^{-int}$$

$$\mathfrak{P}_x = - B \frac{e^{ikR}}{R} e^{-int}$$

zu berechnen wäre, wobei A und B die Intensitäten der Energiequellen messen sollen und den Längen der beiden Äste des Senders annähernd

Fig. 2.

proportional sind, sowie der Amplitude des in ihnen schwingenden Stromes. Wir schreiben B mit negativem Vorzeichen, um anzudeuten, daß der horizontale Ast sich nach der negativen X-Richtung erstrecken soll (s. Fig. 2).

Wir suchen nun für jedes der beiden Medien ein elektromagnetisches Feld zu bestimmen, das innerhalb des betreffenden Mediums überall endlich bleibt und das mit dem ursprünglich für das erste Medium gegebenen Felde der beiden Dipole A und B zusammen die Grenzbedingungen an der Ebene $z = 0$ befriedigt. Eine solche Lösung ist dann notwendig eindeutig, wie Sommerfeld[1]) gezeigt hat. Im Gegensatz zu dem „primären" Felde $\mathfrak{P}$ nennen wir das gesuchte Zusatzfeld $\mathfrak{Q}$ das „sekundäre". Das Gesamtfeld $\Pi = \mathfrak{P} + \mathfrak{Q}$ ist wieder ein Vektor mit den Komponenten Π_x und Π_z.

Die Grenzbedingungen verlangen Stetigkeit der tangentialen Komponenten der Feldstärken bei $z = 0$. Diese Feldstärken haben nach S. 10 in unserem Falle folgende Werte

$$\mathfrak{E}_x = \frac{i n \mu}{c}\left\{\frac{1}{k^2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \Pi_x}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_z}{\partial z}\right) + \Pi_x\right\} e^{-int}$$

$$\mathfrak{E}_y = \frac{i n \mu}{c}\left\{\frac{1}{k^2}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \Pi_x}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_z}{\partial z}\right)\right\} e^{-int}$$

$$\mathfrak{E}_z = \frac{i n \mu}{c}\left\{\frac{1}{k^2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \Pi_x}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_z}{\partial z}\right) + \Pi_z\right\} e^{-int}$$

$$\mathfrak{H}_x = \frac{\partial \Pi_z}{\partial y} e^{-int}$$

$$\mathfrak{H}_y = \left(\frac{\partial \Pi_x}{\partial z} - \frac{\partial \Pi_z}{\partial x}\right) e^{-int}$$

$$\mathfrak{H}_z = -\frac{\partial \Pi_x}{\partial y} e^{-int}$$

μ soll noch für beide Medien $= 1$ angenommen werden, was für schnelle Schwingungen erlaubt ist, dann lauten also die vorzugebenden Bedingungen für $z = 0$:

1. $\dfrac{\partial \Pi_{1z}}{\partial y} = \dfrac{\partial \Pi_{2z}}{\partial y}$ 2. $\dfrac{\partial \Pi_{1x}}{\partial z} - \dfrac{\partial \Pi_{1z}}{\partial x} = \dfrac{\partial \Pi_{2x}}{\partial z} - \dfrac{\partial \Pi_{2z}}{\partial x}$

3. $\dfrac{1}{k_1^2}\dfrac{\partial}{\partial x}\left\{\dfrac{\partial \Pi_{1x}}{\partial x} + \dfrac{\partial \Pi_{1z}}{\partial z}\right\} + \Pi_{1x} = \dfrac{1}{k_2^2}\dfrac{\partial}{\partial x}\left\{\dfrac{\partial \Pi_{2x}}{\partial x} + \dfrac{\partial \Pi_{2z}}{\partial z}\right\} + \Pi_{2x}$

4. $\dfrac{1}{k_1^2}\dfrac{\partial}{\partial y}\left\{\dfrac{\partial \Pi_{1x}}{\partial x} + \dfrac{\partial \Pi_{1z}}{\partial z}\right\} = \dfrac{1}{k_2^2}\dfrac{\partial}{\partial y}\left\{\dfrac{\partial \Pi_{2x}}{\partial x} + \dfrac{\partial \Pi_{2z}}{\partial z}\right\}$

Statt dieser Bedingungen können wir aber offenbar einfacher verlangen, daß

1) l. c. S. 681.

$$\left.\begin{array}{ll}
1. & \Pi_{1z} = \Pi_{2z} \\
2. & \Pi_{1x} = \Pi_{2x} \\
3. & \dfrac{\partial \Pi_{1x}}{\partial z} = \dfrac{\partial \Pi_{2x}}{\partial z} \\
4. & \dfrac{1}{k_1^{\,2}}\left\{\dfrac{\partial \Pi_{1x}}{\partial x} + \dfrac{\partial \Pi_{1z}}{\partial z}\right\} = \dfrac{1}{k_2^{\,2}}\left\{\dfrac{\partial \Pi_{2x}}{\partial x} + \dfrac{\partial \Pi_{2z}}{\partial z}\right\}
\end{array}\right\} \quad \text{I}$$

sein soll für $z = 0$.

Außerdem sind die vier Funktionen Π_{1x}, Π_{2x}, Π_{1z}, Π_{2z} so zu bestimmen, daß noch folgende drei Bedingungen erfüllt sind:

$$\left.\begin{array}{l}
\left.\begin{array}{l}
\Delta \Pi_{1x} + k_1^{\,2}\, \Pi_{1x} = 0 \\
\Delta \Pi_{1z} + k_1^{\,2}\, \Pi_{1z} = 0
\end{array}\right\} \ldots z > 0 \\
\left.\begin{array}{l}
\Delta \Pi_{2x} + k_2^{\,2}\, \Pi_{2x} = 0 \\
\Delta \Pi_{2z} + k_2^{\,2}\, \Pi_{2z} = 0
\end{array}\right\} \ldots z < 0
\end{array}\right\} \quad \text{II}$$

Ferner:

$$\left.\begin{array}{l}
\left.\begin{array}{l}
\Pi_{1x} = 0 \\
\Pi_{1z} = 0
\end{array}\right\} z > 0 \quad r = \infty \quad \text{oder} \quad z = +\infty \\
\left.\begin{array}{l}
\Pi_{2x} = 0 \\
\Pi_{2z} = 0
\end{array}\right\} z < 0 \quad r = \infty \quad \text{oder} \quad z = -\infty
\end{array}\right\} \quad \text{III}$$

und endlich:

$$\left.\begin{array}{ll}
\left.\begin{array}{ll}
\Pi_{1z} - A\dfrac{e^{ik_1\sqrt{r^2+(z-a)^2}}}{\sqrt{r^2+(z-a)^2}} & z \geqq 0 \\
\Pi_{1x} + B\dfrac{e^{ik_1\sqrt{r^2+(z-a)^2}}}{\sqrt{r^2+(z-a)^2}} & z \geqq 0 \\
\Pi_{2z} & z \leqq 0 \\
\Pi_{2z} & z \leqq 0
\end{array}\right\} & \begin{array}{c}\text{Endlich und stetig mit} \\ \text{samt den ersten Ablei-} \\ \text{tungen, einschließlich der} \\ \text{Stelle } r = 0,\ z = a\end{array}
\end{array}\right\} \quad \text{IV}$$

Bei Benützung von Zylinderkoordinaten sind nun alle Ausdrücke von der Form

$$C\begin{Bmatrix}\sin(n\,\varphi) \\ \cos(n\,\varphi)\end{Bmatrix} J_n(\lambda\, r)\, e^{\pm\sqrt{\lambda^2 - k^2}\, z}$$

bekanntlich partikulare Lösungen der Differentialgleichung $\Delta \Pi + k^2 \Pi = 0$, wie die Ausführung der Differentiationen unter Beachtung der für die Besselschen Funktionen gültigen Differentialgleichungen:

$$J_n''(x) + \frac{J_n'(x)}{x} + \left(1 - \frac{n^2}{x^2}\right) J_n(x) = 0$$

unmittelbar zeigt.

Setzt man $C = e^{\sqrt{\lambda^2 - k^2}\,a}\,\varphi_n(\lambda)\,\lambda$, so ist

$$\begin{matrix}\sin n\varphi \\ \cos n\varphi\end{matrix}\int\limits_0^\infty J_n(\lambda r)\,\varphi_n(\lambda)\,e^{\pm\sqrt{\lambda^2 - k^2}(z+a)}\,\lambda\,d\lambda$$

ebenfalls eine Lösung. Hier muß wegen der Konvergenz des Integrals das Vorzeichen der Wurzel entsprechend gewählt werden, je nachdem ob $z + a \gtreqless 0$ ist.

Durch Addition solcher partikularen Lösungen können wir dann ohne weiteres eine ganz allgemeine Lösung gewinnen. Dabei ist zu beachten, daß der von uns gesuchte Ausdruck jedenfalls in bezug auf die $x - z$-Ebene symmetrisch sein muß, daß wir daher nur die nach $\cos(n\varphi)$ fortschreitenden Glieder beizubehalten brauchen.

So erhalten wir als allgemeinste Lösung

$$\Pi = \sum_{n=0}^{n=\infty} \cos(n\varphi) \int\limits_0^\infty J_n(\lambda r)\,\varphi_n(\lambda)\,e^{\pm\sqrt{\lambda^2 - k^2}(z+a)}\,\lambda\,d\lambda \qquad (1)$$

In dieser Form läßt sich jede beliebige, in y gerade Funktion von x, y, $(z + a)$ darstellen, die der Differentialgleichung genügt. Es erübrigt nun noch, für vier derartige Funktionen die $\varphi_n(\lambda)$ so zu bestimmen, daß die Grenzbedingungen erfüllt sind.

Hierzu bemerken wir zunächst, daß auch unsere „primären Erregungen", d. h. der Ausdruck

$$\frac{e^{ik\sqrt{r^2 + (z-a)^2}}}{\sqrt{r^2 + (z-a)^2}}$$

sich in eine zu Gleichung (1) analoge Form bringen läßt.

Hierzu dient ganz ähnlich wie bei Sommerfeld [l. c. Gleichung (10)] die Formel:

$$\frac{e^{ik\sqrt{r^2 + (z-a)^2}}}{\sqrt{r^2 + (z-a)^2}} = \int\limits_0^\infty \frac{J(\lambda r)\,e^{\pm\sqrt{\lambda^2 - k^2}(z-a)}}{\sqrt{\lambda^2 - k^2}}\,\lambda\,d\lambda$$

In dem Gebiete zwischen $z = 0$ und $z = a$ ist hierbei die Wurzel im Exponenten mit positiv reellem Teil zu wählen, was für uns wichtig ist.

Wir setzen nun die gesuchten Komponenten unseres Hertzschen Vektors in dem Gebiet zwischen $z = +a$ und $z = -\infty$ in folgender Form an.

Im Medium 1:

$$\left.\begin{aligned} \Pi_{1z} = A \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{+\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}(z-a)}}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} \lambda\, d\lambda + \\ + \sum_{n=0}^{n=\infty} \cos(n\varphi) \int_0^\infty J_n(\lambda r) f_{1n}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}(z+a)} \lambda\, d\lambda \end{aligned}\right\} \quad (2a)$$

$$\left.\begin{aligned} \Pi_{1x} = -B \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{+\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}(z-a)}}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} \lambda\, d\lambda + \\ + \sum_{n=0}^{n=\infty} \cos(n\varphi) \int_0^\infty J(\lambda r)\, F_{1n}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}(z+a)} \lambda\, d\lambda \end{aligned}\right\} \quad (2b)$$

Im Medium 2:

$$\Pi_{2z} = \sum_{n=0}^{n=\infty} \cos(n\varphi) \int_0^\infty J_n(\lambda r) f_{2n}(\lambda)\, e^{+\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}(z-a)} \lambda\, d\lambda \qquad (2c)$$

$$\Pi_{2x} = \sum_{n=0}^{n=\infty} \cos(n\varphi) \int_0^\infty J_n(\lambda r)\, F_{2n}(\lambda)\, e^{+\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}(z-a)} \lambda\, d\lambda\,. \qquad (2d)$$

Im ersten Medium ist z immer positiv, im zweiten immer negativ, die Exponenten in den Integranden der Zusatzfunktionen können also an keiner Stelle verschwinden, wo diese Funktionen überhaupt zur Anwendung kommen. Daher sind die Integrale sicher konvergent, solange die f_n, F_n nicht gerade mit λ ständig wachsende Exponentialfunktionen enthalten, was, wie sich zeigen wird, nicht der Fall ist. Unsere Bedingung IV ist also bei diesem Ansatz von vornherein erfüllt.

Für das Gebiet von $z = +a$ bis $z = +\infty$ ist natürlich das Vorzeichen von $\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$ im ersten Term der rechten Seite von Gleichung (2a) und (2b) umzukehren.

Weiter ist zu bemerken, daß wir die Zusatzfunktionen in Form von Fourierschen Reihen geschrieben haben und für die Gleichheit zweier solcher Reihen ist es erforderlich, daß dieselben Glied für Glied übereinstimmen. Um daher die erste der Bedingungen I:

$$\Pi_{1z_{z=0}} = \Pi_{2z_{z=0}}$$

zu erfüllen, haben wir zu verlangen, daß:

$$\left.\begin{aligned}
&f_{10}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} + A\,\frac{e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a}}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} = f_{20}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&f_{11}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} = f_{21}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&\quad\vdots \\
&f_{1n}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} = f_{2n}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k}} \\
&\quad\vdots \qquad\qquad\qquad \vdots
\end{aligned}\right\} \quad (3\,\mathrm{a})$$

sein soll.

Ebenso liefert die zweite Bedingung:

$$\left.\begin{aligned}
&F_{10}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} - \frac{B\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a}}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} = F_{20}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a}\, F_{11}(\lambda) = F_{21}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&\quad\vdots \\
&e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a}\, F_{1n}(\lambda) = F_{2n}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&\quad\vdots \qquad\qquad\qquad \vdots
\end{aligned}\right\} \quad (3\,\mathrm{b})$$

Die dritte Bedingung verlangt:

$$\frac{\partial \Pi_{1x}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{2x}}{\partial z}$$

also:

$$\left.\begin{aligned}
&-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, F_{10}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} - B\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} = \\
&\qquad\qquad = F_{20}(\lambda) \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, F_{11}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} = +\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\, F_{21}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&\quad\vdots \qquad\qquad\qquad \vdots \\
&-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, F_{1n}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a} = +\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\, F_{2n}(\lambda)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} \\
&\quad\vdots \qquad\qquad\qquad \vdots
\end{aligned}\right\} \quad (3\,\mathrm{c})$$

Aus Gleichung (3 b) und (3 c) folgt aber notwendig:

$$F_{1n}(\lambda) = F_{2n}(\lambda) = 0 \qquad n = 1,\ 2,\ 3\ \ldots \qquad (4\,\mathrm{a})$$

und

$$F_{20}(\lambda) \left\{ \sqrt{\lambda^2 - k_1^2} + \sqrt{\lambda^2 - k_2^2} \right\} e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\,a} = -2B\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,a}$$

oder

$$F_{20}(\lambda) = -2B \frac{e^{(\sqrt{\lambda^2-k_2^2}-\sqrt{\lambda^2-k_1^2})a}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}} \qquad (4\,\mathrm{b})$$

sowie

$$2F_{10}(\lambda)\sqrt{\lambda^2-k_1^2} = F_{20}(\lambda)\{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}-\sqrt{\lambda^2-k_2^2}\}e^{(\sqrt{\lambda^2-k_1^2}-\sqrt{\lambda^2-k_2^2})}$$

oder:

$$\begin{aligned} F_{10} &= -\frac{B}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}} \cdot \frac{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}-\sqrt{\lambda^2-k_2^2}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}} = \\ &= -\frac{2B}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}} + \frac{B}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}} \end{aligned} \qquad (4\,\mathrm{c})$$

Es bleibt noch die vierte Bedingung zu erfüllen, nämlich:

$$k_2^2\left(\frac{\partial \Pi_{1z}}{\partial z}+\frac{\partial \Pi_{1x}}{\partial x}\right) = k_1^2\left(\frac{\partial \Pi_{2z}}{\partial z}+\frac{\partial \Pi_{2x}}{\partial x}\right)$$

Eine einfache Rechnung, die wir hier unterdrücken wollen, liefert, wenn man Gleichung (3a) beachtet:

$$f_{1n} = f_{2n} = \ldots = 0 \qquad n = 2,\ 3 \ldots$$

und gewisse, nicht verschwindende Werte von f_{10}, f_{20}, f_{11}, f_{21}. Trägt man diese in die allgemeinen Integralausdrücke ein, so ergibt sich schließlich das Resultat:

$$\begin{aligned} \Pi_{1z} = {} & A\int_0^\infty \frac{J(\lambda r)e^{+\sqrt{\lambda^2-k_1^2}(z-a)}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}\lambda\,d\lambda - A\int_0^\infty \frac{J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}(z+a)}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}\lambda\,d\lambda \\ & + 2Ak_2^2\int_0^\infty \frac{J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}(z+a)}}{N}\lambda\,d\lambda + \\ & + 2B(k_2^2-k_1^2)\cos\varphi\int_0^\infty \frac{J_1(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}(z+a)}\lambda^2\,d\lambda}{(\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2})N} \end{aligned} \qquad (8\,\mathrm{a})$$

$$\begin{aligned} \Pi_{2z} = {} & +2Ak_2^2\int_0^\infty \frac{J(\lambda r)e^{+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}z-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}a}}{N}\lambda\,d\lambda \\ & + 2B(k_2^2-k_1^2)\cos\varphi\int_0^\infty \frac{J_1(\lambda r)e^{+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}z-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}a}}{(\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2})N}\lambda^2\,d\lambda \end{aligned} \qquad (8\,\mathrm{b})$$

$$\left.\begin{aligned}\Pi_{1x} = -B\int\limits_0^\infty \frac{J(\lambda r)e^{+\sqrt{\lambda^2-k_1^2}(z-a)}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}\lambda\,d\lambda + B\int\limits_0^\infty \frac{J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}(z+a)}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}\lambda\,d\lambda \\ -2B\int\limits_0^\infty \frac{J(\lambda r)\,e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}(z+a)}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}}\lambda\,d\lambda\end{aligned}\right\} \tag{8c}$$

$$\Pi_{2x} = -2B\int\limits_0^\infty \frac{J(\lambda r)\,e^{+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}\,z-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,a}}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}}\lambda\,d\lambda \tag{8d}$$

mit der Abkürzung: $N = k_1^2\sqrt{\lambda^2 - k_2^2} + k_2^2\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$.

Diese Ausdrücke erfüllen in der Tat alle unsere Bedingungen, denn sie verschwinden für $r = \infty$ und $z = \infty$, wie es gefordert war, befriedigen die Differentialgleichung und die Grenzbedingungen, und bleiben allenthalben endlich bis auf das vorgeschriebene Unendlichwerden von $\frac{e^{ik_1R}}{R}$ an der Stelle $z = +a$ im ersten Medium. Denn die Zusatzfunktionen konnten nur an solchen Stellen unendlich werden, wo die Exponenten der Integranden verschwinden, und diese Stellen liegen nach dem Bau der Formeln durchweg im anderen Medium (2 oder 1), als demjenigen (1 oder 2), für welches nach den beigefügten Indizes die betreffenden Ausdrücke gelten sollen.

Betrachten wir die gewonnenen Ausdrücke näher.

Π_z setzt sich zusammen aus einem um die Z-Achse symmetrischen Teil und einem von φ abhängigen Term. Der erstere ist identisch mit dem Ausdruck, den man gewinnen würde, wenn nur die Z-Komponente der primären Erregung allein vorhanden wäre, der zweite rührt allein von dem Vorhandensein einer primären X-Komponente her. Die beiden primären Wellen können also jede für sich behandelt werden, denn das von der X-Komponente hervorgerufene Feld hat keinen um die Z-Achse symmetrischen Bestandteil. Dies ist für den Richtungseffekt von wesentlicher Bedeutung.

Das symmetrische Feld im ersten Medium setzt sich ferner zusammen aus der vom Punkte $z = +a$ ausgehenden Welle, aus deren Spiegelbild, d. h. einer einfachen Kugelwelle von entgegengesezter Phase, die vom Punkte $-a$ auszugehen scheint, sowie aus einer von der Leitfähigkeit der Erde abhängigen Zusatzwelle, die ebenfalls von $z = -a$ ausgeht. Im Falle eines einheitlichen Mediums wird

$k_1 = k_2 = k$ und $N = 2k^2\sqrt{\lambda^2 - k^2}$ und es hebt sich das 3. gegen das 2. Glied im Π_z fort, so daß nur die primäre Kugelwelle übrig bleibt. Wird dagegen das zweite Medium vollkommen leitend so ist

$$N = k_2^{\,2}\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}}\left\{1 + \frac{k_1^{\,2}\sqrt{\lambda^2 - k_2^{\,2}}}{k_2^{\,2}\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}}}\right\} = k_2^{\,2}\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}}$$

das 3. Glied wird das Doppelte des zweiten mit positivem Vorzeichen, und wir erhalten eine von $z = -a$ ausgehende Kugelwelle von gleicher Phase, wie die primäre, so daß beide Wellen sich verstärken. Ist a klein gegen die Wellenlänge, so erscheint das Feld also einfach verdoppelt, wie wir es beim vollkommenen Spiegel erwarten müssen.

Wesentlich anders gestalten sich die Verhältnisse für die X-Komponente. Hier resultiert für ein einheitliches Medium zwar ebenfalls die primäre Welle, für $k_2^{\,2} = \infty$ indessen verschwindet die von φ abhängige Z-Komponente vollständig, denn es ist:

$$\frac{1}{(\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}} + \sqrt{\lambda^2 - k_2^{\,2}})\,N} = \frac{1}{(k_2^{\,2} - k_1^{\,2})}\left\{\frac{\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}}}{N} - \frac{\sqrt{\lambda^2 - k_2^{\,2}}}{N}\right\} =$$
$$= \frac{1}{k_2^{\,2} - k_1^{\,2}} \; \frac{\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}} - \sqrt{\lambda^2 - k_2^{\,2}}}{k_2^{\,2}}$$

Von der X-Komponente bleibt nur die primäre Welle selbst, sowie ihr Spiegelbild mit entgegengesetzter Phase übrig, und diese beiden Wirkungen heben sich in größerer Entfernung fast vollständig auf, wenigstens in der Nähe der Grenzfläche, wenn a klein gegen die Wellenlänge ist. Für den unendlich guten Leiter ergibt sich also ein fast völliges Verschwinden des Richtungseffektes in horizontaler Richtung, und es muß daher angenommen werden, daß dieser Effekt wesentlich durch die endliche Leitfähigkeit der Erde bedingt ist. Von wesentlichem Belang ist überhaupt nur die von φ abhängige Z-Komponente und da sie sowohl für ein einheitliches Medium, als auch für den unendlich guten Leiter verschwindet, so muß sie für einen bestimmten Wert von $\frac{k_2^{\,2}}{k_1^{\,2}}$ ein Maximum haben.

§ 2. Das Feld in größerer Entfernung vom Sender und der Richtungseffekt.

Die in der Dissertation hergeleiteten Formeln ermöglichen es ohne weiteres, explicite Ausdrücke für die elektrischen und magnetischen Feldstärken in der Nähe der Trennungsfläche der beiden Medien anzugeben.

Wir wollen uns in diesem Paragraphen darauf beschränken, die Feldstärken im ersten Medium zu berechnen. Es soll angenommen werden, daß das Verhältnis $\left|\frac{k_2^2}{k_1^2}\right| \geqq 13$ sein soll, d. h. daß wir es für das zweite Medium mit den in der Natur wirklich vorkommenden Bodenarten, sowie mit den langen Wellen der transatlantischen Stationen zu tun haben.[1]) Ferner sollen nur Entfernungen betrachtet werden, die größer sind als etwa eine halbe Wellenlänge, in welchem Falle sich, wie in der Dissertation gezeigt ist, die vorkommenden Formeln wesentlich vereinfachen. Für sehr kleine Entfernungen sind unsere Formeln ohnehin zu stark spezialisiert. Es soll also der Wert von

$$|k_1 r| > \frac{2\pi}{l} \cdot \frac{l}{2}$$

und dementsprechend der Wert von $|k_2 r| > \pi \cdot \sqrt{13} \cong 12$ sein.

Zunächst können wir die Formeln der Gleichung (8) noch wesentlich vereinfachen. Ist nämlich a klein gegen die Wellenlänge, was wir annehmen, so ist für größere Entfernungen der Ausdruck:

$$\int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{+\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}(z-a)}\, \lambda\, d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}} - \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\,(z+a)}\, \lambda\, d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}$$

offenbar durch: $-2a \frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{i k_1 R}}{R}$ zu ersetzen.

Ferner kann für

$$\cos\varphi \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, z}\, \lambda^2\, d\lambda}{(\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} + \sqrt{\lambda^2 - k_2^2})\, N}$$

wenn man Zähler und Nenner mit $(\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} - \sqrt{\lambda^2 - k_2^2})$ multipli-

1) Sommerfeld, l. c. S. 722. Vgl. später in Fortsetzung dieser Arbeit Heft 2 ds. Jahrb.

ziert, nach einer einfachen Umrechnung unter Beachtung von (Diss. II, 1) geschrieben werden:

$$-2B\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{k_1^2+k_2^2}{k_1^4-k_2^4}\int_0^\infty\frac{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\sqrt{\lambda^2-k_2^2}}{\lambda^2-s^2}J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}\lambda\,d\lambda\right.$$

$$-\frac{k_1^2(s^2-k_2^2)+(s^2-k_1^2)k_2^2}{k_1^4-k_2^4}\int_0^\infty\frac{J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}\lambda\,d\lambda}{\lambda^2-s^2}$$

$$\left.+\frac{k_1^2+k_2^2}{k_1^4-k_2^4}\frac{\partial}{\partial z}\frac{e^{ik_1R}}{R}\right\}$$

wobei $s^2=\frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2+k_2^2}$ gesetzt ist.

In der Nähe von $z=0$ kann der letzte Term der obigen Klammer gestrichen werden, und wenn wir noch $\sqrt{\lambda^2-k_2^2}$ mit $\sqrt{s^2-k_2^2}$ identifizieren, was nach Diss. II S. 66 von $r>\frac{1}{4}l$ ab statthaft ist, so erhalten wir:

$$-2B\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{(k_1^2+k_2^2)\sqrt{s^2-k_2^2}}{k_1^4-k_2^4}\int_0^\infty\frac{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}{\lambda^2-s^2}J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}\lambda\,d\lambda\right.$$

$$\left.-\frac{s^2(k_1^2-k_2^2)}{(k_1^4-k_2^4)\sqrt{s^2-k_2^2}}\int_0^\infty\frac{\sqrt{\lambda^2-k_2^2}}{\sqrt{\lambda^2-s^2}}J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}\lambda\,d\lambda\right\}$$

Wenn endlich noch k_1^2 gegen k_2^2 gestrichen und also in dem Faktor des zweiten Integrals s^2 mit k_1^2 identifiziert werden kann, so ergibt sich endlich hierfür nach (Diss. II, 1):

$$-2iBk_2\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\int_0^\infty\frac{J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}}{N}\lambda\,d\lambda=-2iBk_2\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\Phi$$

Ebenso ist in der Gleichung (8c)

$$\int_0^\infty\frac{J(\lambda r)e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}\lambda\,d\lambda}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}}=\frac{1}{k_2^2-k_1^2}\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2}\frac{e^{ik_1R}}{R}+\sqrt{s^2-k_2^2}\frac{\partial}{\partial z}\frac{e^{ik_1R}}{R}\right\}$$

zu setzen, wie ebenfalls eine leichte Umrechnung ergibt.

Damit schreiben sich dann die Formeln (8a) und (8c) folgendermaßen:

$$\Pi_{1z} = -2aA\frac{\partial}{\partial z}\frac{e^{ik_1R}}{R} + 2k_2^2A\cdot\Phi - 2iBk_2\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\Phi\ldots \tag{9a}$$

$$\Pi_{1x} = 2aB\frac{\partial}{\partial z}\frac{e^{ik_1R}}{R} - \frac{2B}{k_2^2-k_1^2}\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2}\frac{e^{ik_1R}}{R} + \sqrt{s^2-k_2^2}\,\frac{\partial}{\partial z}\frac{e^{ik_1R}}{R}\right\} \tag{9b}$$

Der Term $-2aA\frac{\partial}{\partial z}\frac{e^{ik_1R}}{R}$ im Ausdrucke für Π_{1z}, der ohnehin in der Nähe von $z=0$ ohne Bedeutung ist, ist nur dadurch entstanden, daß wir die Vertikalantenne als Dipol in einem gewissen Abstande von der Erde betrachtet haben, was aus rein mathematischen Rücksichten geboten war. Wenn wir jetzt diesen Abstand unendlich klein werden lassen, so entspricht das durchaus dem Problem, und wir können diesen Term ohne weiteres fortlassen, wenigstens so lange es sich um größere Entfernungen handelt. Nach diesen Vernachlässigungen reduzieren sich die Ausdrücke der Gleichung (9) für $B=0$ und $2k_2^2A=1$ (axial symmetrische Erregung von einer gewissen Einheitsstärke) auf die schon von Sommerfeld angegebene Lösung, seine Gleichung (14), wie es sein muß. Wenn man den im zweiten Teil entwickelten expliziten Ausdruck für die Funktion Φ einführt, so vereinfachen sich die obigen Formeln noch weiter.

Es ist nämlich nach (Diss. II, 23), wenn man die dort vorkommende Klammergröße mit $f(r)$ bezeichnet:

$$\Phi = \frac{-ik_1^2k_2^2}{(k_1^4-k_2^4)\sqrt{k_1^2+k_2^2}}f(r)\,e^{-\sqrt{s^2-k_1^2}\,z}$$

wobei $f(r)$ verschieden zu berechnen ist, je nachdem ob die von Sommerfeld[1]) eingeführte „numerische Entfernung", d. h. der Wert von $\alpha^2 = i(k_1-s)r$, den wir in erster Näherung auch durch

$$\alpha^2 = \frac{ik_1r}{2}\,\frac{k_1^2}{k_2^2}$$

ersetzen können, eine große oder kleine Zahl ist. Nach (Diss. II, 23) ist in erster Näherung:

$$f(r) = e^{\frac{\pi i}{4}}\sqrt{2\pi}\,\frac{e^{isr}}{\sqrt{sr}} - \frac{e^{ik_1r}}{2r\alpha^2\sqrt{s^2-k_1^2}}, \quad \alpha^2 > 5$$

$$f(r) = \frac{e^{\frac{\pi i}{4}}}{2}\sqrt{2\pi}\,\frac{e^{isr}}{\sqrt{sr}} + \frac{e^{ik_1r}}{\sqrt{s^2-k_1^2}\,r}\left\{1-\frac{2}{1}\alpha^2+\frac{2}{1}\cdot\frac{2}{3}\alpha^4\ldots\right\}\alpha^2 < 5$$

1) l. c. S. 708.

Der hier vorkommende Wert von $\sqrt{s^2 - k_1^2}$ ist näherungsweise durch $i k_1 \frac{k_1}{k_2}$ zu ersetzen.

Wir sehen aus diesen Formeln, daß in Gleichung (9a) bei der Differentiation von $f(r)$ nach r nur die durch Differentiation der Exponentialfunktionen entstehenden Terme von wesentlichem Belang sind. Streng genommen ist dabei

$$\frac{d}{d r} e^{i s r} = i s \cdot e^{i s r}$$

und

$$\frac{d}{d r} e^{i k_1 r} = i k_1 \cdot e^{i k_1 r}$$

da sich aber k_1 und s unter unseren Voraussetzungen nur sehr wenig voneinander unterscheiden, so sind wir berechtigt, sie einander gleichzusetzen, solange sie nur als Faktoren vorkommen. Wir erhalten so

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = i k_1 \Phi \tag{10}$$

Wenn wir alle diese Umstände berücksichtigen, so vereinfacht sich Π_z zu:

$$\Pi_{1z} = 2 k_2 \Phi \{ A k_2 + B k_1 \cos \varphi \} \tag{10a}$$

Für $z = 0$ vereinfacht sich auch Π_x wesentlich, und zwar ist:

$$\Pi_{1x} = - 2 i k_1 B \frac{k_1^2}{k_2^2} \frac{e^{i k_1 r}}{(k_1 r)^2} \qquad z = 0 \tag{11}$$

wenn k_1^2 gegen k_2^2 gestrichen wird.

Aus diesen Ausdrücken ergeben sich nun die Feldstärken ohne weitere Schwierigkeit. Es empfiehlt sich, den Feldstärken ebenfalls das Koordinatensystem $r \varphi z$ zugrunde zu legen, da die Komponenten des Hertzschen Vektors als Funktionen von r und φ gegeben sind.

Dann schreibt sich zunächst $\mathfrak{E}_r$, wie aus dem Vektorcharakter von $\mathfrak{E}$ unmittelbar folgt, folgendermaßen (vgl. S. 20—21):

$$\mathfrak{E}_r = \frac{i n}{c} \left\{ \frac{1}{k_1^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \Pi_x}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_z}{\partial z} \right) + \Pi_r \right\} e^{-i n t}$$

Hier ist nach Gleichung (11):

$$\frac{1}{k_1^2} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial \Pi_x}{\partial x} = - \Pi_x \cos \varphi = - \Pi_r$$

und der obige Ausdruck für $\mathfrak{E}_r$ vereinfacht sich zu:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_r &= \frac{i\,n}{c}\,\frac{1}{k_1^{\,2}}\,\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial r\,\partial z}\,e^{-int}\\ &= \frac{i\,n}{c}\,2\sqrt{s^2-k_1^{\,2}}\,\frac{k_1}{k_2^{\,2}}\,f(r)\{A\,k_2+B\,k_1\cos\varphi\}\,e^{-int}\end{aligned}\right\}\qquad(12)$$

Die hierzu senkrechte Horizontalkomponente $\mathfrak{E}_\varphi$ ist weiter gegeben durch:

$$\mathfrak{E}_\varphi = \frac{i\,n}{c}\left\{\frac{1}{k_1^{\,2}}\,\frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{\partial \Pi_x}{\partial x}+\frac{\partial \Pi_z}{\partial z}\right)+\Pi_\varphi\right\}e^{-int}$$

Es zeigt sich hier zunächst, daß für größere Werte von $k_1 r$ und $\left|\frac{k_2^{\,2}}{k_1^{\,2}}\right|$ jedenfalls $\frac{\partial \Pi_x}{\partial x}$ gegen $\frac{\partial \Pi_z}{\partial z}$ zu vernachlässigen ist, was nach Gleichung (10) und (Diss. II, 23) leicht verifiziert werden kann.

Dann erhalten wir aber nach Gleichung (11) und (Diss. II, 23), da $\Pi_\varphi = -\,\Pi_x \sin\varphi$ ist

$$\mathfrak{E}_\varphi = \frac{i\,n}{c}\cdot 2\,i\,B\,\frac{k_1^{\,2}}{k_1^{\,2}}\,\frac{\sqrt{s^2-k_1^{\,2}}}{k_1\,r}\left\{f(r)+\frac{e^{ik_1 r}}{\sqrt{s^2-k_1^{\,2}}\,r}\right\}\sin\varphi\,e^{-int}\qquad(13)$$

Es erübrigt noch $\mathfrak{E}_z$ zu berechnen. Es ist

$$\mathfrak{E}_z = \frac{i\,n}{c}\left\{\frac{1}{k_1^{\,2}}\,\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \Pi_x}{\partial x}+\frac{\partial \Pi_z}{\partial z}\right)+\Pi_z\right\}e^{-int}$$

$\frac{\partial \Pi_x}{\partial x}$ können wir nach obigem wieder fortlassen und bemerken außerdem, daß nach Gleichung (10) und (Diss. II, 23)

$$\frac{1}{k_1^{\,2}}\,\frac{\partial^2}{\partial z^2}\,\Pi_z = \frac{s^2-k_1^{\,2}}{k_1^{\,2}}\,\Pi_z \cong \frac{k_1^{\,2}}{k_2^{\,2}}\,\Pi_z$$

ebenfalls gegen Π_z selbst vernachlässigt werden darf, so daß wir für $\mathfrak{E}_z$ einfach schreiben können:

$$\mathfrak{E}_z = \frac{i\,n}{c}\cdot 2\,i\,\frac{k_1^{\,2}}{k_2^{\,2}}\,f(r)\left\{A\,k_2+B\,k_1\cos\varphi\right\}e^{-int}\qquad(14)$$

Wenn wir zuerst die Komponente $\mathfrak{E}_\varphi$ näher betrachten, so zeigt sich, daß dieselbe mit B verschwindet, wie es sein muß, da im Falle der symmetrischen Wellenausbreitung eine solche Komponente überhaupt nicht vorhanden sein kann.

Wenn wir ferner die Intensität dieser Komponente mit derjenigen von $\mathfrak{E}_r$ vergleichen, so haben wir die Fälle großer und kleiner numerischer Entfernungen gesondert zu untersuchen.

1. Im Falle sehr großer numerischer Entfernung ist $f(r)$ im wesentlichen gegeben durch:

$$f(r) = -\frac{i k_2^2}{k_1^2} \frac{1}{k_1 r} \frac{e^{i k_1 r}}{\sqrt{s^2 - k_1^2}\, r}$$

[Die Entfernung sei also so groß, daß:

$$\sqrt{2 \pi e^{i \frac{\pi}{4}}} \frac{e^{i s r}}{\sqrt{s r}}$$

wegen der exponentiellen Dämpfung hiergegen zu vernachlässigen ist (II 23)], und dies kann für große $|k_1 r|$ in Formel (13) gegen $\frac{e^{i k_1 r}}{\sqrt{s^2 - k_1^2}\, r}$ unterdrückt werden, so daß in diesem Falle

$$\mathfrak{E}_\varphi = \frac{i n}{c} 2 i B k_1 \frac{k_1^2}{k_2^2} \sin \varphi \frac{e^{i k_1 r}}{(k_1 r)^2} e^{i n t}$$

geschrieben werden kann.

Andererseits wird dann $\mathfrak{E}_r$ nach Gleichung (12):

$$\mathfrak{E}_r = \frac{i n}{c} 2 i (A k_2 + B k_1 \cos \varphi) \frac{e^{i k_1 r}}{(k_1 r)^2} e^{-i n t}$$

so daß sich die Intensität von $\mathfrak{E}_\varphi$ zu dem von φ abhängigen Teil von $\mathfrak{E}_r$ verhält wie $k_1^2 : k_2^2$. Hier verschwindet also diese Komponente vollständig gegenüber $\mathfrak{E}_r$.

2. Für sehr kleine numerische Entfernungen ist $f(r)$ nahezu $= \frac{e^{i k_1 r}}{\sqrt{s^2 - k_1^2}\, r}$, so daß in der Klammer in Formel (13) $2 f(r)$ zu schreiben ist. Dann verhalten sich aber die entsprechenden Intensitäten von $\mathfrak{E}_\varphi$ und $\mathfrak{E}_r$ wie $\frac{2}{k_1 r}$ und für Entfernungen von einigen Wellenlängen spielt $\mathfrak{E}_\varphi$ bereits keine Rolle mehr neben $\mathfrak{E}_r$.

Da mithin neben $\mathfrak{E}_z$ nur noch $\mathfrak{E}_r$ von einiger Bedeutung sein kann, so verlaufen die elektrischen Kraftlinien also auch im Falle der gerichteten Telegraphie im wesentlichen in Meridianebenen.

(Fortsetzung folgt.)

Über gekoppelte Kondensatorkreise bei sehr kuzer Funkenstrecke[1]).

Von **Hans Riegger.**

Allgemeine Bezeichnungen.

$c_{I},\ c_{II},\ c_{III}$	Kapazitäten der verschiedenen Kreise,
$p_{I},\ p_{II},\ p_{III}$	Selbstinduktionen der verschiedenen Kreise,
$d_{I},\ d_{II},\ d_{III}$	Dekremente der verschiedenen Kreise,
$i_{I\ \text{eff.}}^2,\ i_{II\ \text{eff.}}^2,\ i_{III\ \text{eff.}}^2$	Stromeffekt in den verschiedenen Kreisen,
$i_{r\ \text{eff.}}^2$	Stromeffekt bei Resonanz,
k	Koppelungskoeffizient,
n	Schwingungszahl,
n_r	Schwingungszahl bei Resonanz,
$p_{I,\ II}$	Gegenseitiger Induktionskoeffizient,
$c_a,\ c_b$	Hilfskapazität,
$p_a,\ p_b$	Hilfsselbstinduktion,
F. L.	Funkenlänge,
λ	Wellenlänge.

§ 1. Die Wiensche Stoßerregung mit kleinen Funken hat trotz ihrer großen Bedeutung für Laboratorium und Praxis verhältnismäßig wenige eingehende Untersuchungen erfahren. Das wissenschaftliche Interesse erstreckte sich nach ihrer Entdeckung mehr auf die Forschung nach anderen Methoden, die eine ähnliche Stoßwirkung hervorbringen. Außer den Wienschen Abhandlungen[2]) über die Löschwirkung bei sehr kurzen Funken findet sich eine Arbeit von Espinosa de los Monteros[3]) über Unterteilung der Funkenstrecke und Einbettung im Wasserstoff. Graf Arco[4]) gibt eine Beschreibung des neuen Telefunkensystems, welches auf der Stoßerregung mit sehr kurzen Funken basiert, und einen Rückblick über dessen geschichtliche Entwickelung. Durch Funkenphotographie bestätigte Rau[5]) die herrschende Ansicht über den Vorgang bei der Stoßerregung. Eales und Makower[6]) veröffentlichen Messungen über den Wirkungsgrad bei Löschfunken.

1) Gekürzte Straßburger Dissertation (Dezember 1910).

2) Wien, Phys. Ztschr. **7**, 871, 1906; **9**, 49, 1908; **11**, 76, 1910; Ann. **25**, 625, 1908. Jahrb. **1**, 469, 1907.

3) Espinosa de la Monteros, Jahrb. **1**, 480, 1908.

4) Arco, Elektrot. Ztschr., Heft 23 u. 24, 1909; Jahrb. **2**, 551, 1909.

5) Rau, Jahrb. **4**, 52, 1910.

6) Eales u. Makower, Jahrb. **4**, 253, 1911.

Die Schwingungsvorgänge selber, die bei sehr kurzen Funken so erheblich und auffallend von denen bei gewöhnlichen Funken abweichen, bedürfen daher noch der Klärung. Besonders die Bedingungen für ein günstiges Eintreten der Stoßerregung hängen in sehr komplizierter Weise mit Koppelung und Abstimmung zusammen. Ich habe in folgender Experimentaluntersuchung hierin etwas Klarheit zu schaffen versucht.

Die experimentelle Anordnung.

§ 2. a) Als Funkenstrecke dienten zwei Kupferplatten, die sich planparallel gegenüberstanden. Ihr Abstand wurde nach dem Vorgange der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie durch zwischengelegte Glimmerplättchen reguliert und konnte auf ein Hundertstel Millimeter genau gemessen werden. Er wurde variiert zwischen 0,025 mm und 2 mm. Die Anordnung selber geht hervor aus der Fig. 1. Der Stoßkreis (Kreis *I*) mit der Funkenstrecke wurde durch einen Induktor betrieben, der mit Wechselstrom von der Zentrale gespeist war.

Er induzierte auf einen anderen Kreis (Kreis *II*), dessen Spule verschiebbar auf einem Gestell angebracht war, so daß die Koppelung in sehr weiten Grenzen sich bequem ändern ließ. Mit Kreis *I* u. *II* konnte ein Wattmeter-[1]) oder Thermoelementkreis verbunden werden. Der Meßkreis (Kreis *III*) wurde durch eine Koppelungsschleife bald an den ersten, bald an den zweiten angeschlossen. In Kreis *III* wurde mit einem Thermoelement gemessen. Die Selbstinduktion der Kreise für Wattmeter und Thermoelement war so gewählt, daß ihre Induktanz groß war gegen den Widerstand.

b) Die Kapazität des Kreises *I* bestand aus zwei Leydener Flaschen von zusammen 20600 (cm). Kreis *II* hatte einen variablen Ölkondensator und *III* einen variablen Luftkondensator. Die Wellenlänge λ waren daher bei einer Funkenlänge von 1 mm (vgl. das Spätere) ungefähr 700 m.

c) Die Dämpfungskonstante des Meßkreises wurde im Verlauf der Untersuchung nicht geändert, die des zweiten Kreises variierte in kleinen Grenzen mit der Änderung der Koppelung des Wattmeterkreises. Diese wurde zwar für eine bestimmte Funkenlänge konstant gehalten, aber für verschiedene Funkenlängen mußte sie, um gute Ausschläge zu ergeben, geändert werden. Die Dämpfung des ersten

1) Der Name desselben rührt daher, daß die Skala des Instrumentes die in demselben verbrauchte Energie in Watt angibt.

Kreises ist natürlich von der Funkenlänge abhängig. Ich habe die drei Dekremente einzeln in folgender Weise erhalten:

Die Resonanzkurven, welche man bekommt, wenn man Kreis *III* und *II* je sehr lose mit *I* koppelt, liefern die Summe der Dekremente $d_I + d_{II}$ und $d_I + d_{III}$ (Funkenlänge war 1 mm, gemessen wurde immer mit dem Thermoelement.) Erregt man den zweiten Kreis durch

Fig. 1.

den ersten bei Löschfunken und nimmt bei Änderung des dritten Kreises, der sehr lose mit *II* gekoppelt wird, die Resonanzkurve auf, so erhält man die Summe $d_{II} + d_{III}$. Hierbei wurde das Thermoelement des zweiten Kreises durch einen äquivalenten Widerstand ersetzt, da es bei dieser sehr engen Koppelung Gefahr laufen würde, durchzubrennen. Aus den drei Summen aber bekommt man die Dekremente einzeln. Daß man bei Stoßerregung nur $d_{II} + d_{III}$ erhält, hat M. Wien[1]) gezeigt. Zur Kontrolle habe ich aber doch durch Er-

1) M. Wien, Ann. 25, 651, 1908.

regung mit verschiedener Funkenlänge, also bei verschiedenen Dekrementen des ersten Kreises, untersucht, ob dabei die Resonanzkurve *II* + *III* sich wirklich unabhängig von der Dämpfung des ersten Kreises ergibt. So wurden in Fig. 2 bei der Kurve *II* + *III* die Kreuze erhalten bei einer Funkenlänge von 0,21 mm, die Ringe bei einer Funkenlänge von 0,05 mm. Beide Fälle liefern ein und dieselbe Kurve und bestätigen damit die Unabhängigkeit der Resonanzkurve von der Dämpfung des ersten Kreises.

Ein Satz von drei Resonanzkurven, aus welchen die Dekremente berechnet wurden, ist dargestellt in Fig. 2. Sie ergeben:

$$d_{\mathrm{I}} = 0{,}220, \quad d_{\mathrm{II}} = 0{,}045, \quad d_{\mathrm{III}} = 0{,}020.$$

Die eben beschriebene Methode zur Bestimmung der einzelnen Dekremente weicht von der üblichen ab. Die Anwendungsmöglichkeit setzt voraus, daß man drei Kreise zur Verfügung hat, von denen zwei variabel sind. Ich möchte bemerken, daß sie sich nicht beschränkt auf die Bestimmung von Dekrementen von Kondensatorkreisen mit kleiner Funkenstrecke; nur muß man die Möglichkeit haben, einen Kreis durch Stoß zu erregen. Gegenüber der alten hat sie den Vorzug, daß sie nur die Resonanzkurve als solche benutzt und daher nur von dem Ergebnis der Theorie Gebrauch macht, daß diese die Summe der Dekremente ergibt. Es schien mir wünschenswert, die erhaltenen Werte mit denen zu vergleichen, welche die alte Methode mit Hilfe eines Zusatzdekrementes ergibt. Die entsprechenden Versuche liefern sehr gute Übereinstimmung. Diese Übereinstimmung kann als Prüfung angesehen werden für die Zuverlässigkeit der früheren Methode, die ja noch andere Resultate der Theorie zugrunde legt, als die bloße Form der Resonanzkurve.

Fig. 2.
Resonanzkurven zur Bestimmung der Dekremente.

d) Den Koppelungskoeffizienten kann man in einfacher Weise finden aus dem Verhältnis der Perioden der beiden bei Koppelung ent-

stehenden Schwingungen. Dieses Verhältnis erhält man mit Hilfe eines Resonanzkreises. Doch war diese Methode bei meiner Anordnung nicht leicht durchzuführen. Ich mußte mich darauf beschränken, mit kleinen Funken (die größten waren 2 mm) zu operieren, da bei größeren der Kondensator des zweiten Kreises leicht durchschlagen werden konnte. Das Auftreten der Stoßerregung auch bei einer Funkenlänge von 2 mm verursachte, außer etwa bei sehr enger Koppelung, Störungen, und zwar in dem Sinne, daß die beiden Maxima der Resonanzkurve einander näher rücken. Der Koppelungskoeffizient fällt dann zu klein aus.

Man kann den Koppelungskoeffizienten außerdem durch Rechnung finden nach der Formel $k = \frac{p_{\mathrm{I\,II}}}{\sqrt{p_{\mathrm{I}}\, p_{\mathrm{II}}}}$, wenn man die Größen $p_{\mathrm{I}}, p_{\mathrm{II}}$ und $p_{\mathrm{I\,II}}$ kennt.

Es ist indes nicht notwendig, diese Werte selber zu haben. Es genügt, Relativwerte zu kennen, da der Proportionalitätsfaktor, wie die Formel zeigt, sich hebt. Solche, dem absoluten Wert von p_{I}, p_{II} und $p_{\mathrm{I\,II}}$ proportionale Größen, erhält man mit Hilfe eines Meßkreises in folgender Weise (auf diese Methode hat mich Herr Dr. Papalexi hingewiesen[1]). Wenn man den Meßkreis auf den ersten Kreis abstimmt, dann gilt:

$$p_{\mathrm{I}} = \frac{p_{\mathrm{III}}\, c_{\mathrm{III}}}{c_{\mathrm{I}}}$$

Stimmt man den Meßkreis auf den zweiten ab, dann gilt:

$$p_{\mathrm{II}} = \frac{p_{\mathrm{III}}\, c_{\mathrm{III}}'}{c_{\mathrm{II}}}$$

Wenn man die Selbstinduktion des zweiten Kreises hinter diejenige des ersten schaltet, und zwar so, daß ihre Magnetfelder infolge der gegenseitigen Induktion sich schwächen, dann gilt (Kohlrausch, Prakt. Phys. § 118):

$$p_a = p_{\mathrm{I}} + p_{\mathrm{II}} - 2 p_{\mathrm{I\,II}}$$

Wenn die beiden Magnetfelder aber parallel werden:

$$p_b = p_{\mathrm{I}} + p_{\mathrm{II}} + 2 p_{\mathrm{I\,II}}$$

somit:

$$p_{\mathrm{I\,II}} = \frac{1}{4}(p_b - p_a)$$

1) Die von Thörnblad Jahrb. 4, 302, 1911 kürzlich beschriebene Methode stimmt mit dieser im wesentlichen überein.

und mit Hilfe des Meßkreises wie oben:

$$p_a = \frac{p_{III} \cdot c_{III}''}{c_a}$$

$$p_b = \frac{p_{III} \cdot c_{III}'''}{c_b}$$

wo p_a, p_b und c_a, c_b Selbstinduktion und Kapazität bedeuten, nachdem p_I und p_{II} hintereinander geschaltet sind. Also:

$$k = \frac{1}{4} \cdot \frac{\frac{c_{III}''' c_a - c_{III}'' c_b}{c_a \cdot c_b}}{\sqrt{\frac{c_{III} \cdot c_{III}'}{c_I \cdot c_{II}}}}$$

Wählt man nun der Einfachheit halber

$$c_a = c_b$$

so ergibt sich:

$$k = \frac{1}{4 c_a \sqrt{\frac{c_{III} \cdot c_{III}'}{c_I c_{II}}}} \cdot (c_{III}''' - c_{III}'')$$

oder wenn

$$\frac{1}{4 c_a \sqrt{\frac{c_{III} c_{III}'}{c_I \cdot c_{II}}}} = C$$

gesetzt wird

$$K = C(c_{III}''' - c_{III}'')$$

Es war bei meiner Anordnung die Spule des zweiten Kreises beweglich. An einer Skala konnte die jeweilige Lage derselben abgelesen werden. Die einzelnen Punkte der Skala wurden nach obiger Formel durch Bestimmung der zugehörigen Kapazitäten des Meßkreises geeicht. Nach Bestimmung des Faktors C, entsprechend der obigen Formel, oder aus einem Werte von k, den man durch das Verhältnis der Koppelungswellen bei sehr enger Koppelung, für welche diese Methode ja zuverlässige Werte liefert, bekommt, ist der Koppelungskoeffizient bei jeder einzelnen Lage des zweiten Kreises demnach durch nur zwei weitere Messungen gegeben und die Berechnung selber eine sehr einfache. Diese Art und Weise, den Koppelungskoeffizienten zu erhalten, steht somit der früheren an Einfachheit kaum nach. Eine

Fehlerquelle bei derselben ist die, daß bei Bestimmung von p_a und p_b die Selbstinduktion der Zuleitungsdrähte hinzukommt. Doch führte dieser Umstand in meinem Fall zu keinem erheblichen Fehler. Vergleicht man die Resultate bei Bestimmung nach beiden Methoden, so findet man bei sehr enger Koppelung gute Übereinstimmung, bei loserer Koppelung ist aber der Koppelungskoeffizient nach dem Verhältnis der Schwingungszahlen der Koppelungswellen bestimmt, wie vorauszusehen war, geringer. Die Differenzen betragen bei einer Koppelung von $k = 0{,}30$ ungefähr 4 %.

Alle Koppelungskoeffizienten, die im Verlauf dieser Untersuchung vorkommen, sind nach der oben beschriebenen Methode bestimmt worden.

I. Kondensatorkreise mit sehr kurzen Funken bei extremloser Koppelung.

Die Schwingungen bei sehr kurzen Funken sind auch, ohne daß an einen zweiten Kreis große Energie abgegeben wird, beträchtlich von denen bei langen Funken verschieden. Es geht dies hervor aus den Resonanzkurven in der Fig. 3, die bei verschiedenen Funkenlängen bei Abwesenheit des zweiten Kreises aufgenommen wurden. Um eine übersichtliche Darstellung zu erhalten, sind die Ordinaten so berechnet, daß alle Kurven für $c_{III} = 88{,}8$, dem Resonanzpunkt bei einer Funkenlänge von 1 mm, dieselbe Ordinate haben. Es zeigt sich eine auffallend starke Verschiebung des Resonanzpunktes mit Abnahme der Funkenlänge. Dieselbe ist nicht begründet durch die Vermehrung der Dämpfung, findet aber in derselben Richtung, d. h. gegen kleinere Schwingungszahl zu, statt. Es sind in folgender Tabelle die beobachteten, aus der Fig. 3 entnommenen Verschiebungen in Skalenteilen angegeben, darunter die Verschiebungen, wie sie sich aus der Vermehrung der Dekremente (s. weiter unten) berechnen würden nach der Formel

$$n = \frac{n_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{d}{2\pi}\right)^2}}$$

Funkenlänge in mm	1	0,7	0,3	0,21	0,095	0,05	0,025
Beob. Verschieb.	0	0,2	1,2	1,9	3,2	5,5	8,3 ± 0,5
Berechn. Verschieb.	0	0,13	0,25	0,35	0,55	1,04	1,55

In ähnlicher Weise beobachtete M. Wien[1]) Abweichungen des Maximalpunktes. Er studierte aber hauptsächlich das Verhalten verschiedener Metalle und ging nur bis zu einer Funkenlänge von 0,3 mm herunter. Die Tabelle zeigt, daß aber die sehr großen Verschiebungen unterhalb dieser Funkenlänge liegen. Dagegen sind die Verschiebungen bei Einschaltung einer Löschröhre auch bei längeren Funken von derselben Größenanordnung wie hier[2]).

Die Größe der Verschiebung scheint unabhängig zu sein von der Dämpfung und Koppelung des Resonanzkreises *III*; doch waren viel-

Fig. 3.

Fig. 4.

leicht die Grenzen, innerhalb deren ich variierte, zu gering. Einen bedeutenden Einfluß aber hat die Größe der Kapazität und Selbstinduktion des Kreises *I*. Wird bei gleichbleibender Kapazität die Selbstinduktion auf ungefähr $^1/_5$ der ursprünglichen verkleinert, so wird die prozentuale Verschiebung der Maximalstelle beim Übergang von 1 mm Funkenlänge zu 0,03 mm etwas größer. Wenn man in ähnlicher Weise bei Festhaltung der alten Selbstinduktion die Kapazität auf $^1/_5$ erniedrigt, so daß also das Produkt $p_I \cdot c_I$ dasselbe wird, wie im vorigen Fall, ist die Veränderung der Maximalstelle viel größer. Ich beobachtete Verschiebungen bis über 20 % der ursprünglichen Kapa-

1) Wien, Phys. Ztschr. 11, 282, 1910.
2) Wien, Jahrb. 4, 140, 1910.

zität. Da in den eben besprochenen zwei Fällen das Produkt $p_I \cdot c_I$ annähernd gleich, die Größe der Verschiebung aber sehr verschieden war, so hängt diese eigentümliche Erscheinung nicht von der Schwingungszahl an sich ab, als vielmehr von der Größe der Selbstinduktion und Kapazität überhaupt. Für den Grund dieser abnormalen Verschiebung der Maximalstelle der Resonanzkurve bei kleiner werdenden Funkenlängen, scheinen zwei Möglichkeiten vorhanden. Entweder bleibt der Charakter der Schwingung erhalten, aber es ändert sich die Schwingungszahl, oder es wird der ganze Charakter der Oszillation ein anderer, so daß man von einer bestimmten Schwingungszahl überhaupt nicht mehr reden kann. Wenn nur die Schwingungszahl sich ändert, so würde die Theorie fordern, daß die Dämpfung und Koppelung des Resonanzkreises auf die Maximalstelle der Resonanzkurve innerhalb gewisser Grenzen ohne Einfluß wäre. Da diese Forderung zutrifft, möchte man geneigt sein, eine Änderung der Schwingungszahl anzunehmen. Manches spricht auch dafür, daß der Schwingungscharakter nicht genau der alte bleibt. Die angestellten Versuche reichen nicht aus, eine genügende Erklärung zu geben.

c) Obwohl hiernach das Verhalten kleiner Funkenstrecken den Gedanken nahe legt, daß die Verhältnisse allzuweit von den theoretischen abweichen, wurden die Kurven trotzdem formell nach der Methode von Bjerknes behandelt. Die Frage bleibt offen, ob man damit eine brauchbare Annäherung bekommt. Zur Berechnung der Dekremente sind die Kurven Fig. 3 nicht geeignet. Wenn man sie umrechnet auf die zur Dekrementbestimmung gebräuchliche Form, so daß als Abszissen das Verhältnis n/n_r und als Ordinaten $\frac{i_{\text{eff.}}^2}{i_{r\,\text{eff.}}^2}$ sich ergibt, so findet man die Abweichungen dieser Resonanzkurven von der normalen Form um so größer, je kleiner die Funkenlänge ist. Absolut genommen fallen die berechneten Dekremente ständig mit kleiner werdender Ordinate. Es sei dies durch nachfolgende Tabelle (S. 44) illustriert.

Man kann ihr entnehmen, daß die Abweichungen mit verkleinerten Funkenlängen zunehmen. Dieselben sind übrigens kleiner, wenn der Meßkreis stärker gedämpft ist[1]). Es zeigen sich also die für längere Funken bekannten Erscheinungen in erheblich verstärktem Maße. Bei der Größe der erhaltenen Dekremente ist natürlich das Funkendekrement weitaus das vorherrschende. Die übrigen Dekremente infolge Joule-

1) Vgl. Macků, Ann. 34, 941, 1911.

	Funkenlänge	1	0,7	0,3	0,20	0,095	0,05	0,025
Ordinate	0,9	0,256	0,291	0,385	0,451	0,575	0,743	0,912
	0,8	0,252	0,280	0,384	0,435	0,554	0,711	0,869
	0,7	0,245	0,269	0,365	0,418	0,528	0,681	0,830
	0,6	0,234	0,261	0,346	0,396	0,500	0,646	0,781
	0,5	0,223	0,245	0,326	0,378	0,474	0,600	0,729
	0,4	0,210	0,231	0,308	0,356	0,446	0,554	0,677
	0,3	0,194	0,214	0,286	0,327	0,411	0,505	0,621
	Mittelwert aus den 5 ersten Werten	0,242	0,269	0,361	0,413	0,525	0,673	0,828
	d_I	0,222	0,249	0,341	0,393	0,505	0,653	0,808

scher Wärmeentwickelung, dem Verluste in den Flaschen und der Strahlung ergeben sich, wenn man die Funkenstrecke kurz schließt und Kreis *I* durch einen neuen Kreis mit Löschfunken erregt. Man bekommt dann

$$d_I = 0{,}051.$$

Der schon hohe Wert 0,22 für Funkenlänge von 1 mm hängt mit der Form und dem Metall[1]) der Funkenstrecke zusammen. Eine Kontrolle mit Zinkkugeln ergab ein kleineres Dekrement, nämlich 0,185; doch sind diesbezügliche Versuche nicht weiter fortgesetzt worden.

Die für Dekrementbestimmung berechneten Kurven verlaufen in bezug auf den Maximalpunkt nach rechts und links nicht vollständig symmetrisch. Diese Abweichungen sind aber gegenüber anderen von der durch die Theorie verlangten Form verhältnismäßig gering.

Setzt man die Verstimmung etwas weiter, als in Fig. 3 angegeben, fort, so kommen einzelne Kurven zum Schnitt[2]).

d) In Fig. 4 sind die aus den ersten 5 Werten der obigen Tabelle für die einzelnen Funkenlängen berechneten Mittelwerte als Funktion der Funkenlänge gezeichnet. Sie sollen nur einen gewissen Anhalt geben, die Zunahme der Dämpfung bei kurzen Funken qualitativ zu verfolgen. Man kann aus Fig. 4 und 3 sehen, daß mit der Verschiebung des Maximalpunktes der Resonanzkurve eine starke Erhöhung der Dämpfung Hand in Hand geht.

Die Untersuchung von Kondensatorkreisen mit sehr kurzer Funkenstrecke ergab daher folgende allgemeine Resultate:

---

1) Vgl. damit Walter Zorn, Jahrb. 4, 271, 1911.
2) Vgl. Macků, l. c.

Die große Abweichung der Resonanzkurven von der theoretischen Form läßt den Schluß zu, daß die Schwingungen mit abnehmender Funkenlänge vom normalen Verlauf sich immer weiter entfernen Die Bestimmung der Schwingungszahl und Dämpfung aus Resonanzkurven ist nicht mehr exakt. Wird Schwingungszahl und Dämpfung formell nach der Bjerknesschen Methode bestimmt, so findet man, daß einer Verringerung der Funkenlänge von 0,3 mm ab eine sehr rasche Zunahme der Dämpfung und eine beträchtliche Änderung der Schwingungszahl entspricht. Die Ursache des abnormalen Verlaufs der Resonanzkurven wurden nicht näher untersucht. Ich glaubte, daß ein frühzeitiges Auslöschen des Funkens eine große Rolle spielt, was ja durch die Arbeit von Macků bereits bestätigt wird[1]).

II. Kondensatorkreise mit sehr kurzen Funken bei enger Koppelung.

§ 4. a) Von den theoretischen Abhandlungen über die Schwingungsvorgänge zweier gekoppelter Kondensatorkreise unter Annahme konstanter Dekremente möchte ich zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen auf die Arbeit von Drude[2]) hinweisen. Er findet für den Potentialeffekt und das Maximumpotential folgendes: Läßt man den Koppelungskoeffizienten von $k = 0$ an wachsen, so steigt der Effekt im Sekundärkreis sehr rasch an, erreicht bei ungefähr $k = 0{,}6$ ein Maximum, fällt wieder etwas, um von $k = 0{,}8$ an nochmals zu steigen und ein zweites Maximum zu bilden. Die Lage des ersten Maximums und namentlich die Schärfe desselben sind von der Dämpfung der beiden Systeme abhängig.

Die experimentellen Untersuchungen von Fischer[3]) und Zenneck[4]), für den Fall, daß im ersten Kreise eine Funkenstrecke von normaler Länge sich befindet, stehen mit der Theorie nicht im Einklang. Fischer erhält für den von ihm untersuchten Stromeffekt Kurven von der Art Fig. 5, die seiner Arbeit entnommen ist. Der Anstieg bei wachsender Koppelung ist hier sehr rasch; schon bei ziemlich loser Koppelung erreicht der Effekt einen Wert, über den hinaus er bei noch engerer Koppelung nur mehr sehr wenig zunimmt. Der Knick ist um so weniger scharf, je größer die Dämpfung und wird bei um so festerer Koppelung erreicht. Ähnlich sind die Resul-

1) Macků, l. c.
2) Drude, Ann. 13, 512, 1904.
3) Fischer, Ann. 22, 265, 1907.
4) Zenneck, Phys. Ztschr. S. 196, 589, 1904.

tate von Zenneck. Auch er findet, daß das Maximum des Effektes schon früher eintritt, als die Theorie von Drude verlangt.

Bei sehr kurzen Funken vollends sind die Erscheinungen mit der bisherigen Theorie, wie im folgenden gezeigt wird, überhaupt nicht mehr in Verbindung zu bringen. Man hat es hier mit ganz speziellen Eigenschaften der kleinen Funken zu tun, im besonderen mit dem Abreißen, das eben die Stoßerregung ausmacht.

d) Der Einfluß der Koppelung und Abstimmung auf die Schwingungsvorgänge wurde in folgender Weise studiert:

Fig. 5.

Bei sehr loser Koppelung wurde der zu erregende Kreis *II* auf den Stoßkreis *I* abgestimmt. Nun wurde bei Änderung der Koppelung der Ausschlag des mit Kreis *II* verbundenen Wattmeters beobachtet und als Funktion der Koppelung aufgetragen. Die so erhaltenen Kurven heiße ich im folgenden Koppelungskurven.

An einzelnen charakteristischen Punkten dieser Kurven, also bei konstanter Koppelung, wurde die Kapazität des erregten Kreises geändert. Der Ausschlag des Meßinstrumentes als Funktion der Kapazität liefert Kurven, welche über die Abstimmung von *II* auf *I* Aufschluß geben und im folgenden Stromkurven heißen mögen.

Ein dritter Kreis *III*, der mit den beiden ersten je sehr lose gekoppelt werden kann, dient dazu, die Schwingungen in den einzelnen Fällen nach der Resonanzmethode zu untersuchen. Die so erhaltenen Kurven sollen Resonanzkurven genannt werden.

§ 5. a) Die Dimensionen der einzelnen Kreise und die Versuchsanordnung wurde bereits im § 2 b) besprochen. Zunächst wurden Koppelungskurven aufgenommen. Eine solche repräsentiert Fig. 6. Als Abszisse ist direkt der nach § 2 d) bestimmte Koppelungskoeffizient aufgetragen, als Ordinate der Ausschlag des Wattmeters. Die Länge des Funkens betrug 0,095 mm. Man sieht sofort, daß hier ganz bedeutende Differenzen gegenüber der Theorie wie auch gegenüber den

experimentell bestimmten Kurven, welche Fischer für längere Funken gefunden hat, vorhanden sind. Fig. 6 zeigt nämlich nicht nur ein einziges Maximum, sondern eine ganze Reihe und die Unterschiede zwischen Bergen und Tälern sind ganz beträchtliche.

b) Es liegt der Gedanke nahe, eine Beziehung zwischen dem Aussehen der Koppelungskurve und dem Eintritt der Stoßerregung zu suchen. Eine solche Beziehung wurde durch Aufnahme von Resonanzkurven tatsächlich gefunden. Wählen wir eine Koppelung, bei welcher die Fig. 6 einen extremen Wert zeigt, z. B. $k = 0{,}218$ und untersuchen mit Kreis *III*, welcher sehr lose mit *II* gekoppelt wird, so erhält man als Resonanzkurve Fig. 7a. Als Abszissen sind die Grade des Meßkondensatorsaufgetragen, als Ordinate der Ausschlag des Thermoelementes im Wellenmesser Kreis *III*. Die Stellung des Kondensators $c_{III} = 90{,}5$ entspricht der Eigenschwingung des Kreises *II*. Es wurde dies durch Erregung des zweiten Kreises mittels einer Funkenstrecke festgestellt. Die Kurve Fig. 7 hat ein Maximum an eben dieser Stelle. Man hat es also hier mit reiner Stoßerregung zu tun. Enthielte der Kreis *I* eine gewöhnliche Funkenstrecke, so hätte man entsprechend der Koppelung $k = 0{,}218$ zwei Maxima zu erwarten, und zwar an den Stellen $c_{III} = 70{,}7$ und $c_{III} = 110{,}3$.

$i^2_{II\,eff}$ 100 80 60 40 20

0.1 0.15 0.2 0.25 0.3 0.35 0.4 0.45 0.5 K

Fig. 6. F. L. 0,095 mm.

Aus Fig. 7a kann man aber von diesen Koppelungswellen so gut wie nichts mehr beobachten. Wenn man die Ordinaten in fünfmal größerem Maßstabe aufträgt (Fig. 7b ausgezogen) und dazu den theoretischen Verlauf berechnet (Fig. 7b gestrichelt), so findet man nur sehr geringe Abweichungen. Der Verlauf von Fig. 7a ist nahezu vollständig theoretisch. Eine der Kurve 7a nach Lage und Schärfe fast vollständig entsprechende erhält man bei einer Koppelung $k = 0{,}313$, bei welcher die Koppelungskurve ebenfalls ein Maximum zeigt. Der Stromeffekt bei Resonanz ist um weniges geringer; von den Koppelungswellen ist auch hier kaum etwas zu beobachten. Auch an den Stellen der übrigen Maxima ist die Stoßerregung eine relativ günstige.

Wählt man nunmehr zur Aufnahme der Resonanzkurve eine Koppelung $k = 0{,}378$, bei welcher Fig. 6 ein Minimum zeigt, so erhält man Kurve Fig. 8. Es geht aus ihr hervor, daß hier die Stoßerregung nicht annähernd so gut ist, wie in den vorigen Fällen. Die Koppelungswellen treten sehr deutlich in die Erscheinung, und das Maximum der Eigenschwingung des zweiten Kreises hat an Höhe bedeutend eingebüßt. (Gegenüber dem Fall der Kurve 8 ist die Koppelung des Meßkreises mit dem zweiten Kreise nicht verändert worden. Es ist daher gestattet, die Stromeffekte nach den Ordinaten beider Kurven miteinander zu vergleichen. Es gilt dies in ähnlicher Weise für alle Kurven, welche bei ein und derselben Funkenlänge aufgenommen wurden.)

Fi . 7. $c_{II} = 99^{0}$.

Bei einer zweiten Minimumstelle der Koppelungskurve bei $k = 0{,}275$ erhält man als Resonanzkurve Fig. 9a. (Es war hier der zweite Kreis aus Gründen, die sich bei den Stromkurven ergeben, etwas gegen den ersten verstimmt; doch ist diese kleine Verstimmung unwesentlich.) Auch Fig. 9a zeigt wiederum das Vorhandensein von 3 Wellen an. Es ist dies nicht so ohne weiteres, wie im vorigen Falle, sichtbar. Ich möchte daher auf eine allgemeine Eigenschaft der Resonanzmethode aufmerksam machen, auf welche bei der Bewertung der einzelnen Kurven Rücksicht genommen werden muß. Diese Methode ergibt die Wirkung von Vorgängen, welche in der Wirklichkeit nacheinander sich abspielen, nebeneinander. Könnte man die Wirkung auf das Thermoelement in dem Moment, in welchem der Funken abreißt, unterbrechen, so würden z. B. in Fig. 8 nur die beiden Koppelungswellen sichtbar sein, während das Maximum in der Mitte nicht vorhanden wäre. Umgekehrt, wenn das Thermoelement erst mit Beginn des Abreißens in Aktion treten würde, wären die Koppelungsmaxima nicht vorhanden, sondern nur die Resonanzkurve der Eigenschwingung des zweiten Kreises. Man

muß daher von einer Superposition der Wirkung zweier zeitlich getrennter und verschiedenartiger Schwingungsvorgänge sprechen. Ist die Koppelung nun nicht sehr enge, so daß die Perioden der beiden Koppelungswellen gerade nicht sehr verschieden sind und letztere z. B. im Abstimmungspunkt schon ihrerseits einen Ausschlag hervor-

Fig. 8. $k = 0{,}378$.

rufen, erhält man Kurven, wie Fig. 9a. Aus diesen ist das Vorhandensein von 3 Wellen nicht ohne weiteres sichtbar. Vor allem rücken in diesem Falle die beiden Koppelungsmaxima näher zusammen. Zerlegt man aber eine solche Kurve in die beiden, aus welchen sie durch Superposition entstanden gedacht werden kann, etwa in dem Sinne, wie in den gestrichelten Kurven der Fig. 9b, so sind die 3 Wellen wieder leicht sichtbar. An den übrigen Minimumstellen der Fig. 6 ist die Stoßwirkung entsprechend schlecht.

Fig. 9. $k = 0{,}275$; $c_{II} = 96^{\circ}$.

Die Untersuchungen mit dem Resonanzkreis zeigen also deutlich, daß das Auftreten der Maxima und Minima der Koppelungskurve mit dem Zischphänomen in engem Zusammenhang steht. Wenn man von fester zu immer loserer Koppelung übergeht, so tritt gute Stoßerregung bald auf (bei einem Maximum) bald verschwindet sie wieder (bei einem Minimum der Koppelungskurve), so daß man der großen Zahl von Bergen und Tälern der Koppelungskurven entsprechend von einem mit der Koppelung periodisch sich ändernden Eintritt der Zischwirkung sprechen kann.

c) Es erübrigt noch zu zeigen, daß im Falle von Stoßerregung der Ausschlag des Wattmeters im zweiten Kreise tatsächlich größer sein muß, als bei normalem Ablauf der Schwingungen. Eine einfache Überlegung kann dies dartun. Das Abreißen des Funkens tritt in dem Moment auf, in welchem die Schwebungen des Primärkreises ein

Minimum, diejenigen des Sekundärkreises ein Maximum haben. Die ganze auf letzteres übertragene Energie wird ausschließlich in diesem in Wärme umgesetzt. Auf den Wattmeterkreis wirkt eine Schwingung geringerer Dämpfung und damit längere Zeit. Reißt der Funke jedoch nicht, so kehrt die Energie wieder in den Primärkreis zurück. Infolge der starken Dämpfung in demselben geht viele elektrische Energie durch Wärmewirkung hier verloren.

In Wirklichkeit wird die Erscheinung etwas komplizierter. Bei Eintritt des Zischphänomens wird im allgemeinen nicht die gesamte Energie auf den zweiten Kreis übergegangen sein, z. B. wenn die Schwebungen nicht ganz rein sind, sondern ein Teil als Ladung auf dem Kondensator des ersten Kreises zurückbleiben[1]), ein Umstand, der den Ausschlag des Wattmeters gegenüber dem Fall eines vollständigen Ablaufs der Schwingungen verringern würde.

Wenn aber bereits Ladung von der ersten Oszillation her auf dem Kondensator vorhanden ist, müßte zu einer neuen vollständigen Ladung vom Induktor nicht mehr so viel oder mehr geliefert werden. Die Möglichkeit einer Veränderung der Entladungszahl infolge Partialentladungen ist damit gegeben. Eine solche würde ebenfalls eine Änderung des Wattmeterausschlages herbeiführen. Im Zusammenhange damit steht vielleicht die Veränderung im Tone des Funkens bei Änderung der Koppelung (oder Abstimmung). An Maximalstellen kann nämlich das normale zischende Geräusch einem guten Tone Platz machen. Ob nun die Entladungen dabei regelmäßigere werden, oder ihre Zahl sich ändert, oder die verschiedenen Vorgänge im Funken schuld sind, mag vorläufig dahingestellt bleiben. Es ändert dies ja an der durch Resonanzkurven festgestellten Schwingungsform nichts, und damit auch nichts an der gegebenen Erklärung der verschiedenen Maxima. Daß natürlich eine Vermehrung der Entladungszahl einen Beitrag zur Verschärfung der Maxima liefern kann, ist klar. Doch ist sie bei den hier mitgeteilten Kurven nirgends der Grund eines Maximums, ohne Änderung der Schwingungsform. Wäre dies nämlich der Fall, dann müßte an einer solchen Stelle der Stromeffekt des ersten und zweiten Kreises zu gleicher Zeit ein Maximum haben. Ich habe nun aber bei den mitgeteilten Kurven immer gefunden, daß einem Maximaleffekt des zweiten Kreises ein ebenso ausgesprochenes Minimum desselben im ersten Kreise entsprach, eine Beobachtung, die mit der gegebenen Erklärung im Einklang steht. Den Primärstrom des In-

1) Dies wurde bei Bestimmung des Nutzgrades bisher nie berücksichtigt.

duktors habe ich schon zum voraus in den meisten Fällen so gewählt, daß eben knapp eine Entladung überging. Die erhaltenen Resultate sind daher auch nicht durch zu große Energiezufuhr verschuldet.

d) Unter der Reihe von Maxima gibt es, wie Fig. 6 zeigt, eines (manchmal zwei), welches die anderen an Größe überragt. An diesen Stellen ist dann die Stoßerregung die beste und bei der Resonanzkurve kann man den Einfluß der Koppelungswellen kaum mehr spüren. Will man daher zwei Kreise so miteinander koppeln, daß man günstigstes Zischphänomen bekommt, so hat man einfach, bei gleicher Schwingungszahl der beiden Kreise vor der engen Koppelung den Stromeffekt des zweiten Kreises bei

Fig. 10. F. L. 0,03 mm.

Änderung der Koppelung zu verfolgen. Diejenige Koppelung, bei welcher dieselbe am größten ist, ist für Stoßerregung die günstigste.

e) Da das Auftreten der Maxima mit dem Zischphänomen zusammenhängt, so muß man, wie ich bestätigt fand, diesen Koppelungskurven ähnliche erhalten, wenn man den Stromeffekt eines auf Kreis *II* abgestimmten und mit ihm sehr lose gekoppelten Meßkreises beobachtet.

Ebenso kann man natürlich auf diese Weise die günstigste Koppelung finden.

f) Besonderes Interesse bietet die Abhängigkeit der Koppelungskurven von der Funkenlänge. Man erhält hier die Art und Weise, wie die Stoßerregung von der Funkenlänge abhängt. In den Fig. 10, 11 u. 12 ist der Verlauf solcher Kurven sichtbar. Bei der kürzesten angewandten Funkenlänge 0,03 mm (Fig. 10), ist die Anzahl der Maxima noch nicht sehr groß. Ihre gegenseitige Entfernung ist be-

trächtlich. Die günstigste Koppelung ist hier eine ziemlich enge nämlich $k = 0,355$, oder $k = 0,430$.

In dem bereits behandelten Falle einer Funkenlänge von 0,095 mm ist die Anzahl der Maxima größer. Die Unterschiede zwischen Tal und Berg nehmen zu. Die beste Koppelung ist eine losere.

Fig. 11. F. L. 0,43 mm.

Sehr charakteristisch ist der Verlauf bei einer mittleren Funkenlänge (Fig. 11 ausgezogen, Funkenlänge 0,43 mm). Hier sind die Maxima bei engerer Koppelung unbedeutend geworden, um so größer und stärker sind sie dagegen bei einer loseren. Je loser die Koppe-

Fig. 12. F. L. 1 mm.

lung, desto näher liegen sie zusammen. Die Differenzen zwischen benachbartem Berg und Tal sind am bedeutendsten. (So stieg z. B. bei einer Funkenlänge von 0,22 mm der Stromeffekt von der Koppelung 0,214 bis zur Koppelung 0,202 um das Dreifache.) Bei längeren Funken (siehe Fig. 12, Funkenlänge 1 mm), nehmen diese Unterschiede

wieder ab. Bei engerer Koppelung sind die Maxima fast ganz verschwunden. Stoßerregung ist aber immerhin, wenn auch bei verhältnismäßig loser Koppelung noch vorhanden.

In dieser Weise bestätigt sich die Wiensche Beobachtung, daß für längere Funken die Koppelung immer loser gewählt werden muß, um noch Zischwirkung zu geben.

g) Eine Veränderung der Kapazität oder Selbstinduktion des Primärkreises kann natürlich nicht ohne Einfluß bleiben. Wenn man p_I möglichst konstant läßt und nur c_I variiert, so ändert sich die Energie und die Schwingungszahl und damit die Verhältnisse im

Fig. 13. $k = 0{,}218$.

Fig. 14. $c_{II} = 80^{\circ}$.

Funken. Man wird daher erwarten, daß die Erscheinungen nur qualitativ dieselben bleiben. Das ist denn auch der Fall. Der Wechsel zwischen Bergen und Tälern bleibt erhalten, aber diese liegen auch für dieselbe Funkenlänge nicht mehr genau an derselben Stelle wie vorher und verlieren ev. an ihre Schärfe.

Ich habe aber überall Maxima und Minima beobachtet, sofern ich Stoßerregung überhaupt bekam.

h) Bei einigen der bisher besprochenen Kurven finden sich neben den ausgezogenen auch noch gestrichelte. Dieselben wurden erhalten, wenn die Funkenstrecke längere Zeit im Gebrauch war, bei sonst identischen Bedingungen. Sie weichen zum Teil ganz erheblich von denen bei frischen Funkenstrecken ab. Diese Abweichungen sind nicht zufällige, sondern gesetzmäßige, und ich sehe mich daher genötigt, diesem Einfluß der Veränderung der Funkenstrecke einige Aufmerk-

samkeit zu widmen. Fast allgemein läßt sich sagen, daß sich infolge des Gebrauches die Differenzen zwischen Maxima und Minima verkleinern und manchmal ganz wegfallen. Die Lage derselben verschiebt sich etwas und namentlich wird die günstigste Koppelung eine etwas andere. Die Bedingungen für Stoßerregung werden besser, so daß dieselbe auch an manchen Stellen auftritt, wo dies bei frisch geputzter Funkenstrecke nicht der Fall ist. Da nun der Zustand der Funkenstrecke, der durch die Inanspruchnahme in einer gewissen Zeit erreicht wird, bei verschiedenen Versuchen nicht genau derselbe ist, bzw. wenn man einen stationären Zustand abwartet, die

Fig. 15. $k = 0{,}275$.

Fig. 16. $k = 0{,}422$.

interessantesten Erscheinungen vorbei sind, so machte es Schwierigkeiten, mit Sicherheit immer wieder dieselbe Kurve zu erhalten. Es gelingt dies tatsächlich nur bei frisch geputzter Funkenstrecke. Daher sah ich mich genötigt, bei Aufname der einzelnen Kurven immer wieder die Funkenstrecke zu reinigen, durchschnittlich bei jeder Kurve fünf bis sechsmal. Es wurde natürlich bei jeder frischen Zusammensetzung kontrolliert, ob die vorhergehenden Teile der Kurve noch übereinstimmten. Es wurde zwar dabei eine Unmenge Zeit verbraucht, aber im Interesse der Genauigkeit war dies notwendig. Die Ungenauigkeiten sind ja auch so noch groß genug.

i) Außer der Veränderung der Metalloberfläche muß natürlich auch eine etwaige Temperatur oder Druckveränderung innerhalb der Funkenstrecke berücksichtigt werden. Solche Änderungen machen sich sehr rasch geltend. Für konstanten Atmosphärendruck sorgten bei meiner Funkenstrecke Luftlöcher und, um die Temperatur, von der die Gasmenge zwischen den Funkenstrecken abhängt, nicht zu steigern,

habe ich immer nur ganz kurze Zeit den Strom geschlossen. Der Einfluß verschiedener Gase und namentlich der Feuchtigkeit, ebenso derjenige verschiedener Metalle der Funkenstrecke wurde von mir nicht eingehend untersucht.

§ 6. a) Bei allen bisherigen Messungen war der Sekundärkreis bei extrem loser Koppelung auf den Primärkreis abgestimmt worden und es sind untersucht die Erscheinungen bei Änderung der Koppelung. Im folgenden wird nun das Verhalten der beiden Kreise beschrieben, wenn sie durch Änderung der Kapazität c_{II} im zweiten Kreis in bestimmter Weise gegeneinander verstimmt werden.

Fig. 17. $k = 0{,}275$; $c_{II} = 104^{\circ}$.

Fig. 18. F. L. 0,03 mm.

Als charakteristisch läßt sich folgendes angeben: Der Einfluß einer Verstimmung ist verschieden je nach der Koppelung. Wählt man letztere so, daß sie bei abgestimmtem Sekundärkreis ein Maximum des Stromeffektes und also auch Zischwirkung in demselben ergibt so nimmt der Ausschlag des Wattmeters bei Verstimmung rasch ab und gleichzeitig geht die Löschwirkung verloren.

Nimmt man dagegen eine Koppelung, die einem Minimum des Stromeffektes entspricht, so wächst derselbe bei Verstimmung im allgemeinen und erreicht ein, zwei oder mehr Maxima. Gleichzeitig tritt an Stellen größeren Stromeffektes und besonders an diesen Maximis wieder gute Löschwirkung ein.

Dies Verhalten wird illustriert durch die aufgenommenen Strom- und Resonanzkurven.

Für die Koppelung $k = 0{,}218$ (vgl. Fig. 6) ist Fig. 13b, entsprechend dem ersten Fall, die Stromkurve; abgestimmt ist dabei mit $c_{II} = 99^0$. Fig. 7 u. 14 sind dann die mit Kreis III aufgenommenen Resonanzkurven, wenn in II die Kapazität war: $c_{II} = 99^0$ bzw. $c_{II} = 80^0$.

Bei anderen Maximis der Koppelungskurve sind die Verhältnisse ganz ähnlich. Die Einstellung auf maximalen Stromeffekt ist bei den kleinen Funken und Stoßerregung sehr scharf, während man mit längeren Funken ohne Stoßerregung bei derselben Koppelung nur ganz unscharfe Einstellung hat. Fig. 13a zeigt zum Vergleich eine typische Stromkurve für größere Funkenlängen (2 mm) ohne Stoßerregung und gleicher Koppelung wie bei 13b.

Fig. 15 u. 16 sind Stromkurven für die Minima der Koppelungskurve Fig. 6, für $k = 0{,}275$ bzw. $k = 0{,}422$. Fig. 9 u. 17 sind Resonanzkurven bei $k = 0{,}275$ und $c_{II} = 96^0$ bzw. 104^0.

b) Nach diesen Resultaten würde man also bei jeder Koppelung innerhalb gewisser Grenzen Stoßerregung bekommen, falls man nur in richtiger Weise verstimmt; es entsteht die Frage, ob bei Verstimmung der Wirkungsgrad nicht etwa größer wird, also mehr Energie in reine Schwingungen umgesetzt wird. Dieselbe ist zu verneinen. Vergleicht man den Wert des Stromeffektes $i_{2\,\mathrm{eff.}}^2$, den man nach Fig. 6 für Abstimmung und günstigste Koppelung $k = 0{,}218$ hat, mit den maximalen Werten in den Stromkurven bei anderen Koppelungen, so erweist sich der erste Wert als der größte von allen.

Dasselbe Resultat gaben besondere Versuche, bei denen die Kapazität c_{II} auf einen bestimmten Wert eingestellt und die Koppelung so lange variiert wurde, bis maximaler Stromeffekt in Kreis *II* erreicht war. Derselbe hatte seinen absolut größten Wert wieder bei Abstimmung.

Ferner ergibt sich aus den Resonanzkurven, daß diejenige das Optimum von $i_3{}^2_{\mathrm{eff.}}$ ergibt, die man bei Abstimmung und günstigster Koppelung zwischen *I* und *II* erhält. Die oben aufgeworfene Frage ist also zu verneinen.

Praktisch wichtig ist die Bemerkung, daß man um das Maximum maximorum von $i_2{}^2_{\mathrm{eff.}}$ zu erhalten durchaus nicht sehr scharf abzustimmen braucht, falls man nur die Koppelung richtig wählt. Man kann bei den verwandten Funkenlängen bis zu Verstimmungen

von über 10 % gehen, um so weiter, je kleiner die Funkenlänge. Verstimmungen nach größerer Kapazität haben viel weniger Einfluß als solche nach kleinerer.

c) In den Fig. 13b, 18 u. 19 sind nun Stromkurven für verschiedene Funkenlängen bei günstigster Koppelung dargestellt. Der charakteristische Verlauf kann in folgender Weise beschrieben werden: Bei großer Verstimmung ist der Stromeffekt $i_{2\,\mathrm{eff.}}^2$ klein; er steigt in der Nähe der Abstimmung rasch an, bleibt eine Strecke konstant und fällt schließlich sehr schnell wieder ab. Der konstante Teil ist um so länger, je kleiner die Funken sind.

Fig. 19. F. L. 0,43 mm.

Fig. 20. $c_{II} = 99°$.

Ohne die Stoßerregung zu beeinträchtigen, kann man also bei konstanter Koppelung um so mehr verstimmen, je kürzer die Funken sind.

d) Bei einer Änderung von Kapazität und Selbstinduktion bleiben die Erscheinungen ähnlich wie im vorigen Paragraph qualitativ dieselben.

e) Die bei Fig. 13b gestrichelt gezeichnete Stromkurve zeigt den Einfluß, den eine längere Betriebsdauer der Funkenstrecke hervorruft. Allgemein läßt sich über diesen Einfluß wieder sagen, daß die Differenzen zwischen Berg und Tal kleiner werden, manchmal ganz wegfallen und daß der steile Anstieg der Kurven sanfter wird. Die Bedingungen für Stoßerregung werden günstiger, insofern dieselbe auch an Stellen auftreten kann, wo sie bei frischen Funkenstrecken kaum merklich ist.

f) Schließlich sind in einigen Fällen auch Resonanzkurven vom ersten Kreis aufgenommen worden. Fig. 20 u. 21 entsprechen den in Fig. 7 u. 14 dargestellten Resonanzkurven des zweiten Kreises. Sie sind bei derselben Koppelung zwischen *I* und *III* auf-

genommen, also auch den Ordinaten nach vergleichbar. Für den Fall guter Stoßerregung zeigt Fig. 20, daß keine ausgesprochene Resonanz auftritt, was sich mit den Vorstellungen über den Mechanismus der Löschwirkung deckt. Ist letztere schlecht (Fig. 21), so treten die beiden Koppelungswellen deutlich hervor.

Zusammenfassung der Erscheinungen bei enger Koppelung.

Bei vorheriger Abstimmung tritt gute Stoßerregung nur bei gewissen Koppelungen ein. Dieselben können leicht bestimmt werden, wenn man den Stromeffekt im zweiten Kreise beobachtet und die Koppelung

Fig. 21. $c_{II} = 80°$.

stetig variiert. Man erhält periodisches Anwachsen und Abnehmen des Stromes. Die Maxima geben die Stellen, wo gute Stoßerregung auftritt.

Bei denjenigen Koppelungen, bei denen mit abgestimmten Kreisen keine gute Stoßwirkung erzielt wird, läßt sich dieselbe innerhalb bestimmter Grenzen dadurch herstellen, daß *II* gegen *I* um einen von der Koppelung abhängigen Betrag verstimmt wird und vice versa.

Die bei der Stoßerregung in den zweiten Kreis gebrachte Energie ist am größten bei vorheriger Abstimmung. Sie nimmt aber nur sehr wenig ab, wenn man Kreis *II* verstimmt, vorausgesetzt, daß die Koppelung entsprechend verändert wird. Bei fest gehaltener Koppelung verschwindet dagegen die Stoßerregung schon bei ziemlich kleiner Ver-

stimmung, wobei der mögliche Verstimmungsbereich mit kleinerer Funkenlänge wächst.

Längerer Gebrauch der Funkenstrecke ändert die Erscheinungen stark und begünstigt im allgemeinen die Stoßerregung.

Vorliegende Untersuchungen wurden im Phys. Institut der Universität Straßburg gemacht. Ich spreche Herrn Prof. Dr. Braun und Herrn Privatdozenent Dr. Mandelstam für erteilte Ratschläge und Unterstützung meinen besten Dank aus.

Referate.

Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie von K. Bangert. Auszug aus der Phys. Ztschr. **11**, 123, 1910:

1. Wenn es sich darum handelt, eine wirksame Schaltung für den Detektor zu wählen, so ist zu berücksichtigen, daß er die im Luftleiter ankommende Schwingung absorbieren muß. Das experimentelle Kriterium hierfür ist, daß er den Kreis, in den er eingeschaltet ist und der ohne Detektor eine ausgeprägte Eigenschwingung haben kann, möglichst stark dämpft. Am besten wird der Detektor ausgenutzt in einem Kreise, der mit ihm überhaupt keine Eigenschwingung mehr erkennen läßt. Diese Forderung ist bereits von Kiebitz[1]) dargelegt worden.

An der vorliegenden Arbeit werden für einige heute gebräuchliche Detektoren die Bedingungen aufgesucht, unter denen sie einen Schwingungskreis möglichst stark dämpfen. Gleichzeitig werden einige Untersuchungen über ihr Verhalten als Leiter und Kondensatoren angestellt.

2. Die Fig. 1 möge die Schaltungsweise älterer Empfangskonstruktionen veranschaulichen.[2]) Mit dem Antennenkreise A ist ein abstimmbarer geschlossener Schwingungskreis gekoppelt, bestehend aus Selbstinduktion L und Kapazität C. Parallel zu einigen Windungen (L_1) von L liegt der Detektor D und ein Kondensator C_1 zur Blockierung

1) F. Kiebitz, Elektrot. Ztschr. **30**, 222, 1909.

2) Die Figur ist entnommen aus Zenneck, Leitf. d. drahtl. T., 1909, S. 283.

der entstehenden Telephonströme. In diesem Falle ist es wichtig, daß der Kreis $L_1 D C_1$ möglichst vollkommen gedämpft ist; ist dies erreicht, so kann er vom Luftleiterkreis allein erregt werden. Der

Fig. 1.

Kreis $L\,C$ kann fortbleiben, ohne daß die Empfangsintensität vermindert wird. Die sich hieraus ergebende einfachere Schaltung ist in

Fig. 2.

Fig. 2 dargestellt; sie enthält an Abstimmitteln nur noch den variablen Kondensator K im Luftleiterkreis.

Dies schließt nicht aus, daß in besonderen Fällen, wo es nicht darauf ankommt, die größtmögliche Empfangsintensität zu erreichen,

ein Zwischenkreis $L\,C$ Vorteile haben kann. Doch muß auch in diesem Falle gefordert werden, daß der Kreis $L_1\,D\,C_1$ keine Eigenschwingung besitzt.

3. Detektorkreise mit Eigenschwingung. Man kann Kreise herstellen, die einen Detektor enthalten und gleichwohl eine ausgeprägte Eigenschwingung zeigen. Solche Kreise sind für Empfangszwecke wenig geeignet, doch kann man sie anwenden, um Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Detektors zu ziehen. Dieses ist in den folgenden Versuchen geschehen. Untersucht wurden der Ticker, der Bleiglanzdetektor, die Schlömilchzelle und der Fritter.

a) Untersuchungsmethoden. Es wurden geschlossene Schwingungskreise gebildet aus Spulen und geeichten Drehkondensatoren nach

I II III P L C

Fig. 3.

Koepsel. Ihre Eigenschwingung wurde mit Poulsenschwingungen gemessen. Zu dem Zwecke wurde eine Anordnung getroffen aus Poulsenlampe P, Selbstinduktionsspule L und Drehkondensator C (*II* in Fig. 3). Die benutzte Lampe hatte die von Kiebitz[1]) angegebene Form für Versuchszwecke. Der Flammenbogen brennt in einer kleinen Glaskammer, durch die Leuchtgas durchgeleitet wird; die negative Elektrode ist eine Kohle, die positive ein Kupferblech. Die Lampe wird mit 220 Volt betrieben. Dieser Kreis erregte in loser magnetischer Koppelung den zu untersuchenden Kreis *I*, dessen Resonanz mit Kreis *II* am Aufleuchten einer Heliumröhre erkannt wurde. Die Eigenschwingung des Kreises *II* wurde mit einem Wellenmesser (*III* in Fig. 4) festgestellt.

Danach wurde ein Detektor in den Kreis *I* eingeschaltet und die Eigenschwingung dieses Systems festgestellt durch Koppelung mit dem Hahnemannschen Wellenmesser[2]) — als Stationsprüfer geschaltet —

1) Beschrieben und abgebildet ist diese Versuchslampe: Kiebitz, Elektrot. Ztschr. **30**, 20, 1909.

2) Nesper, Jahrb. **1**, 112, 1908.

oder mit einer nach Wellenlängen geeichten Poulsenanordnung oder mit einer Anordnung für tönende Funken.[1])

b) Tote Kapazitäten. Es handelte sich darum, festzustellen, ob die zu untersuchenden Detektoren Widerstand darstellen oder Kapazitätseigenschaften besitzen oder auch beides zusammen haben. Um Kapazitäten feststellen zu können, müssen Schaltungen verwendet werden, in denen die Detektorkapazität die Eigenschwingung meßbar beeinflussen kann. Da es sich meist um sehr kleine Kapazitäten handelt, darf der Detektor nicht parallel zu großen Kondensatoren liegen. Solche Kapazitäten, deren Größe genügend ist, um die Detektorkapazitäten nicht erkennen zu lassen, besitzen z. B. lange Zuleitungsschnüre für Fernhörer, der Speisestromkreis der Schlömilchzelle, der Fritterstromkreis

I II III L L_1 D C C_1 F

Fig. 4.

mit den Fritteranschlüssen, schließlich alle Zuführungen und Linienführungen, wie man sie auf drahtlosen Betriebsstationen meistens in reichlichem Maße findet.

In Tabelle 1 sind die Größenordnungen derartiger „toter" Kapazitäten angegeben; sie wurden nach einem Substitutionsverfahren gemessen, wie es Kiebitz zur Messung von Dielektrizitätskonstanten angegeben hat.[2]) Der Hahnemannsche Wellenmesser (Stationsprüfer) (*I* in Fig. 4) erregte einen Meßkreis (*II*), der aus einer Selbstinduktionsspule ($L = 11,25 \cdot 10^5$ cm, für langsame Wechsel gemessen) und einem geeichten Drehkondensator C bestand. Die Resonanz des Meßkreises *II* wurde durch Koppelung mit einem besonderen Detektorkreis *III*, bestehend aus Spule L_1, Detektor D, Blockkondensator C_1 und Fernhörer F festgestellt. Dabei waren die Spulen der Kreise *I*, *II* und *III*

1) Arco, Elektrot. Ztschr. **30**, 535, 1909.
2) F. Kiebitz, Elektrot. Ztschr. **30**, 20, 1909.

so orientiert, daß der Stationsprüfer *I* nicht direkt auf den Kreis *III* induzieren konnte. Danach wurde die zu messende Kapazität parallel zu *C* des Kreises *II* angelegt. Um dieselbe Eigenschwingung wie zuerst zu erhalten, muß nun der Kondensator *C* kleiner gestellt werden. Die Differenz mit dem zuerst eingestellten Kondensatorwert gibt die Größe der jeweilig parallel angelegten „toten" Kapazität direkt an.

Tabelle 1.

Es haben	Kapazität
1. Telephonschnüre, 1,5 m lang	77 cm
2. Telephon + Schnüre	97 „
3. Lokalstromkreis der Schlömilchzelle geöffnet[1])	27 „
4. Derselbe geschlossen	139 „
5. Fritteranschlüsse + Klopfergehäuse	12 „
6. Eine Kondensatorzuführung, 35 cm lang, verdrillt	16 „

Liegen diese Leitungen nun so im Detektorkreis, daß sie in Reihe mit dem großen Blockkondensator und parallel zum Detektor sind, so wird bei kleiner Detektorkapazität die gesamte vorhandene Kapazität wesentlich bestimmt sein durch die Kapazität des toten Kondensators. Man mißt daher eine Eigenschwingung des Detektorkreises, die sich aus Selbstinduktion der Spule und der toten Kapazität herleitet. In der Tat erhält man für alle untersuchten Detektoren in dieser Schaltung eine ausgeprägte Eigenschwingung.

Tabelle 2 S. 64 möge dies zeigen. Die in der ersten Spalte angegebenen Schwingungskreise wurden nach dem in Fig. 3 angegebenen Verfahren mit Poulsenschwingungen gemessen. Die gefundenen Werte stehen in Spalte 2. Danach wurden in die Kreise Detektoren (Schlömilchzelle, Bleiglanzdetektor oder Fritter) eingeschaltet und mit dem Stationsprüfer nun die Eigenschwingung festgestellt; die Werte sind in Spalte 3—5 eingetragen. Hierbei ist zum Bleiglanzdetektor der Fernhörer parallel geschaltet, entsprechend liegen zur Schlömilchzelle der Lokalstromkreis, und zum Fritter der Fritterstromkreis parallel.

Man erkennt, daß der eingeschaltete Detektor die Wellenlänge scheinbar verkleinert, d. h. es wird die Kapazität des Schwingungskreises verkleinert, wenn hinter dem vorhandenen Kondensator ein

1) Das ist im wesentlichen die etwa 30 cm lange Zuführung zur Zelle allein.

Tabelle 2.

1		2	3	4	5
Schwingungskreis aus Spule und Kondensator		Mit Poulsen-schwingungen gemessen	Mit Stationsprüfer gemessen und		
			Schlömilchzelle	Bleiglanzdetektor	Fritter
$L =$	$C =$	$\lambda =$	$\lambda =$	$\lambda =$	$\lambda =$
$0,38 \cdot 10^3$ m	22,5 m	595 m	220 m	150 m	132 m
	16,4 m	506 m	215 m	142 m	126 m
	11,5 m	422 m	204 m	135 m	120—123 m
	6,5 m	320 m	174 m	130 m	ca. 118 m
$6,35 \cdot 10^3$ m	22,5 m	2320 m	—	—	570 m
ca. $5 \cdot 10^3$ m	25 m	1900 m	700 m	520 m	400 m

Detektor mit Fernhörer oder sonstigen Hilfsapparaten geschaltet wird; es hat also der eingeschaltete Detektorapparat Kapazität, die sich z. B. aus der letzten Horizontalreihe der Tabelle 2 für das Aggregat der Schlömilchzelle zu etwa 2,5 m berechnet, für das Aggregat Bleiglanzdetektor-Fernhörer zu 1,4 m, für die Fritteranordnung zu 0,8 m. Es soll nun gezeigt werden, daß diese Erscheinung wesentlich auf tote Kapazität zurückzuführen ist.

c) Vermeidung toter Kapazitäten durch geeignete Schaltung. Den störenden Einfluß der toten Kapazitäten kann man dadurch beseitigen, daß sie parallel zu dem Kondensator C gelegt werden (Fig. 5). Da dieser eine ziemliche Größe haben darf, wie unten näher gezeigt werden soll, macht die Vergrößerung durch die parallel geschalteten kleinen toten Kapazitäten verschwindend wenig aus. Dann kann eine Veränderung der Periode und Dämpfung des Schwingungskreises durch das Einschalten des Detektors nur noch von den Eigenschaften des Detektors verursacht sein. Und so sind auch Telephone bzw. die Stromkreise für Schlömilchzelle und Fritter bei den oben beschriebenen Empfangsapparaten des Telegraphen-Versuchsamtes geschaltet.

Die Selbstinduktionsspule des Luftleiterkreises induziert magnetisch auf den Detektorkreis; dieser besteht aus einer Selbstinduktionsspule L, dem Detektor D und einem Blockierungskondensator C (Glimmerkondensator), der 5000 cm Kapazität besitzt. Die Selbstinduktionsspule L ist um eine Achse drehbar angeordnet innerhalb der Luftleiterspule, so daß die Koppelung (Induktion) zwischen beiden Kreisen

stetig variiert werden kann; sie ist null bei gekreuzten Spulenachsen, ein Maximum bei parallelen Spulenachsen. Die Fernhörer (bzw. die Lokalstromkreise) liegen parallel an C. Man erhält so ein einfaches Apparatsystem, in dem es nur nötig ist, den Luftleiterkreis abzustimmen. Auch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie schaltet neuerdings die Detektorkreise in dieser Art.[1])

4. Aperiodische Detektorkreise. Benutzt man derart geschaltete Detektorkreise, dann zeigt es sich, daß man die Detektoren in zwei Klassen einteilen kann: 1. in solche, die die Eigenschwingung des Kreises dämpfen, 2. in solche, die außerdem die Wellenlänge verkleinern. Im ersten Falle stellt der Detektor in der Hauptsache Widerstand dar; im zweiten Falle hat man mit einer Kapazität des Detektors zu rechnen.

a) Kreise mit Ticker. Am einfachsten sind die Verhältnisse zu übersehen beim Ticker.[2]) Er ist ein schwingender Kontakt, d. h. ein Widerstand, der auf mechanischem Wege abwechselnd sehr groß und sehr klein gemacht wird. Schaltet man einen solchen in einen Kreis ein, so wird die Resonanz um so unschärfer, je empfindlicher man einreguliert.

Schwingungskreise aus L und C werden durch Widerstand w aperiodisch, falls

$$w \geqq 2 \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Demgemäß wird auch ein Schwingungskreis durch einen Detektor ohne Kapazität um so leichter aperiodisch, je kleiner L ist. Für allzu großes L gibt es trotz Ticker noch ausgeprägte Eigenschwingung; z. B. für $L =$ etwa $12 \cdot 10^3$ m und $C =$ etwa 8 m ist trotz Ticker eine, wenn auch unscharfe Resonanz vorhanden. Für dieselbe Wellenlänge und eine Selbstinduktionsspule $L =$ etwa $3{,}8 \cdot 10^3$ m und $C = 25$ m ist der Kreis fast aperiodisch, die Resonanz ist nur in sehr weiten Grenzen anzugeben.

b) Kreise mit Bleiglanzdetektor. 1. Allgemeines. Auch der von F. Braun[3]) angegebene Bleiglanzdetektor repräsentiert einen variablen Widerstand, der an der Berührungsstelle zwischen Bleiglanz und Graphitspitze liegt. Erregt man einen Kreis, in den ein Blei-

1) Vgl. Arco, Jahrb. 2, 582, Fig. 13, 1909.
2) V. Poulsen, Elektrot. Ztschr. 27, 1040, 1906.
3) F. Braun, Elektrot. Ztschr. 27, 1199, 1906.

glanzdetektor eingeschaltet ist (Fig. 5), so läßt sich eine Resonanz überhaupt nicht mehr nachweisen, selbst nicht für sehr große Selbstinduktion. Es kommt daher auch auf die Größe des zum Fernhörer parallel liegenden Kondensators überhaupt nicht mehr an. Er kann sogar weggelassen werden, wenn die tote Kapazität der Fernhörerschnüre mindestens 100 cm beträgt (Fig. 6).

2. Erzeugung von Gleichstrom durch Wechselspannungen mittels Bleiglanzdetektor. Der Bleiglanzdetektor kann in ähnlicher Weise zur Erzeugung von Gleichstrom benutzt werden wie eine Funkenstrecke bei den Versuchen von v. Geitler[1]) am Lecherschen System. Zu dem Zwecke muß am Detektor der Druck zwischen Bleiglanz und Graphitspitze stetig variabel sein.

C L F D

Fig. 5.

L F D

Fig. 6.

Der hierzu benutzte Bleiglanzdetektor hatte im wesentlichen folgende Form: Der Graphitspitze G (Fig. 7) gegenüber saß das Bleiglanzstück B auf einem schmalen biegsamen Stahlband, das um eine Achse A horizontal drehbar war. Um das Bleiglanzstück B gut auf der Stahlfeder anlöten zu können, wurde es vorher galvanisch verkupfert, dasselbe geschah mit dem Graphitstab, um ihm in seinem Führungsbock einen guten Kontakt zu geben. Der Druck zwischen Bleiglanz und Graphitspitze wurde mittels der Schraube S reguliert, die zu dem Zwecke eine Teilung trug. Eine leichte Spiralfeder F diente dazu, eine möglichst stetige Druckregulierung herbeizuführen. Um größere Metallteile am Detektor zu vermeiden, war die Spitze der Schraube aus Elfenbein und war die Spiralfeder F durch einen Seidenfaden isoliert angelegt. Die Zuführungen geschahen von der Achse A und dem Führungsbock des Graphit G aus. Das Ganze saß auf einem 3×5 cm großen Hartgummistück.

Dieser Bleiglanzdetektor lag in einem Schwingungskreise, der von einem zweiten, mit tönenden Funken gespeisten Schwingungskreise erregt wurde und in 5 m Abstand davon aufgestellt war. An den Kondensator war ein Galvanometer G angeschlossen mit vorgeschal-

1) v. Geitler, Phys. Ztschr. 10, 795, 1909.

tetem Fernhörer (*F* Fig. 8), letzterer diente als Drosselspule für den Galvanometerkreis und war gleichzeitig Kontrolle, ob eine Schwingung vorhanden war.

Bei sehr gelindem Druck, beginnend mit dem Anfang einer Berührung zwischen Graphitspitze und Bleiglanz, schlägt das Galvanometer nach einer Richtung aus. Mit wachsendem Druck wird der Ausschlag erst größer, später wieder kleiner und erfolgt schließlich nach der entgegengesetzten Seite. Dazwischen gibt es eine scharf begrenzte Druckstelle, an der das Galvanometer überhaupt nicht ausschlägt; es genügt eine äußerst geringe Druckänderung, um das Galvanometer in der einen bzw. anderen Richtung ausschlagen zu lassen. In der Umgebung dieser Stelle hat man im Fernhörer größte Lautstärke.

G F A S B

Fig. 7.

F C L G

Fig. 8.

Es folgt hieraus: Nach der Geitlerschen Theorie erklärt sich das Verhalten des Bleiglanzdetektors, wenn man annimmt, daß er einen mit der Stromstärke veränderlichen Widerstand besitzt.

(Schluß folgt.)

L. Zehnder: Eine objektive Darstellung der Hertzschen Versuche über Strahlen elektrischer Kraft durch Wechselströme; Annalen der Physik **33**, 631/4, 1910. Statt mit Gleichstrom aus einer Hochspannungsbatterie, wie dies früher vom Verfasser beschrieben wurde, werden nun die wundervollen bahnbrechenden Hertzschen Versuche (über Strahlen elektrischer Kraft) mit Wechselströmen von etwa derselben hohen Spannung für einen größeren Hörerkreis objektiv sichtbar dargestellt. Da keine Wechselstrommaschine von genügend hoher Spannung und genügend großem Widerstand (um die Lebensgefahr auszuschließen) zu seiner Verfügung steht, werden Wechselströme von nur 40—110 Volt durch die Primärspule eines gewöhnlichen Funkeninduktors geleitet, aus dessen Sekundärspule ungefährliche Ströme genügender Spannung abgenommen werden können. Durch einen in die Primärleitung eingeschalteten Widerstand wird die

Spannung dieser Sekundärströme auf das gewünschte Maß gebracht. Die erhaltenen Wechselspannungen werden an die beiden Hochspannungselektroden der „Zehnderröhre" gelegt, an die zugleich eine geeignete Kapazität (aus einer oder einigen Leidener Flaschen bestehend) angeschlossen wird. Reguliert man nun mittels jenes Widerstandes der Primärleitung die Spannung an den Hochspannungselektroden der Röhre so, daß die Röhre nur schwach leuchtet, daß sie aber bei der geringsten Verminderung dieses Widerstandes stark leuchtet, so genügen nun die schwächsten an den Niederspannungselektroden der Zehnderröhre erzeugten Hertzschen Fünkchen, um die ganze Röhre in hellem weithin sichtbaren Licht leuchten zu lassen. Diese neue Methode ist ungefähr ebenso empfindlich, wie die früher mit Hilfe von Gleichstrom angegebene; sie ist aber wohl meistenteils viel bequemer einzurichten, sobald Wechselströme von mindestens 30—40 Volt Spannung zur Verfügung stehen. Alle Hertzschen Versuche mit Strahlen elektrischer Kraft können hiernach einem großen Hörerkreis gleichzeitig vorgewiesen werden. Einige für das Gelingen der Versuche bedeutungsvolle Hinweise werden noch beigefügt.

L. Zehnder: Zur objektiven Darstellung der Hertzschen Versuche über Strahlen elektrischer Kraft durch Gleichströme; Annalen der Physik **33**, 635/8, 1910. Wie in einer früheren Arbeit unter entsprechendem Titel werden hier die Hertzschen Versuche über Strahlen elektrischer Kraft mittels hochgespannten Gleichstroms in etwas veränderter Schaltung objektiv dargestellt. In die zur Zehnderröhre führenden Hochspannungsleitung wird die Zunge und der Arbeits- (oder Ruhe-) Kontakt eines (empfindlichen oder unempfindlichen) Relais eingeschaltet, während die Relaisspule von pulsierendem Gleichstrom durchflossen wird, der vom Unterbrecher des den Hertzschen Oszillator speisenden Funkeninduktors abgezweigt wird. Durch die Relaiszunge wird dann der Hochspannungskreis in rascher Folge geschlossen und wieder unterbrochen, entsprechend der Zahl der Stromschlüsse im Hertzschen Oszillator. Leuchtet also durch Auftreten von Hertzschen Fünkchen die Zehnderröhre auf, so wird gleich darauf der Hochspannungskreis wieder unterbrochen. Hierdurch wird erreicht, daß jedem Funkenspiel im Hertzschen Oszillator ein genau ebensolang andauerndes Leuchten jener Röhre entspricht. Infolgedessen können die Hertzschen Versuche über Strahlen elektrischer Kraft überaus sinnfällig dem größten Hörerkreise

vorgeführt werden, weil bei dieser Versuchsanordnung die Zehnderröhre mit wesentlich höherer Spannung betrieben werden kann, als nach der früher vom Verfasser veröffentlichten Versuchsanordnung.

L. Zehnder: Nachtrag zur Demonstration der Lecherschen elektrischen Drahtwellen; Annalen der Physik **33**, 639/40, 1910. Im elektrotechnischen Verein hat Verfasser vor etwa 2 Jahren bei Gelegenheit eines Vortrages über die Hertzschen elektrischen Wellen auch die Lecherschen Versuche mit stehenden elektrischen Drahtwellen vorgeführt. Er wählte dazu die bekannte von ihm schon früher benutzte Anordnung, eine Geißlerröhre längs der Lecherdrähte zu verschieben, so daß die Knoten und Bäuche der stehenden elektrischen Wellen durch Dunkelbleiben bzw. Aufleuchten der Röhre sichtbar wurden. Diese Vorführung gelang mit überraschend präzisem Ansprechen der Röhre, so daß beim Verschieben über die Brücke hinweg die Röhre vom Dunkelsein über das hellste Aufleuchten hinweg bis wieder zum Dunkelsein alle Spannungsunterschiede an jeder Stelle der Drähte genau erkennen ließ. Hier wird nun die Versuchsanordnung beschrieben. Es wird eine kurze Heliumröhre verwendet, die ohne Benutzung ihrer Elektroden nur mit ihren Wandungen über die beiden Lecherdrähte gelegt wird. Wesentlich ist, daß diese Röhre immer an ihren gleichen Wandungsstellen die Drähte vollkommen berühre, auch während ihrer Verschiebung längs der Drähte. Dies wird dadurch erreicht, daß die Drähte durch einen Hartgummistab mit engen beiderseits konisch ausgeweiteten Löchern immer in konstantem Abstand gehalten werden und daß die Heliumröhre gerade an dieser Stelle konstanten Abstandes gleichmäßig über die Drähte gelegt, nämlich an jenem Stab befestigt, und durch dünne Gummibändchen an die Lecherdrähte angedrückt wird.

Dowse, C. M.: On the use of thermo-junctions for high-frequency current measurements; Electrician **65**, 765, 1910. Verfasser beschreibt eine Form eines Thermoelements, das zu radiotelegraphischen Messungen bei Vorlesungen geeignet ist. Die besondere Konstruktion des sog. „Eureka“-Kupfer-Thermoelements wird beschrieben und Resultate werden angegeben, die die zweckentsprechende und konstante Gebrauchsfähigkeit dartun. E.

A. Semiller: Ein absolutes Induktionsdynamometer; Annalen der Physik **33**, 414—430, 1910.

Alle bis jetzt bekannten Induktionsdynamometer sind keine absoluten Instrumente, d. h. es lassen sich die Stromstärken nicht aus den Ausschlägen und den Dimensionen der Apparate angeben.

Bei dem absoluten Induktionsdynamometer des Verfassers wirken zwei Rechtecke aufeinander. Die beiden Rechtecke sind aus möglichst reinem Silberdraht mit einem Durchmesser von 0,145 cm hergestellt. Das eine Rechteck 2 von einer Höhe von 7 cm und einer Breite von 5 cm steht fest und wird von dem zu untersuchenden Wechselstrom durchflossen; das andere Rechteck 1 von einer Höhe von 6 cm und einer Breite von 4 cm ist kurzgeschlossen und drehbar aufgehängt. Wird ein hochfrequenter Wechselstrom von der effektiven Stromstärke $\mathfrak{J}$ durch das feststehende Rechteck 1 geschickt, und ist D die Direktionskraft der Aufhängung des kurzgeschlossenen Rechtecks 2, L_{22} sein Selbstinduktionskoeffizient, $L_{12} \frac{\partial L_{12}}{\partial \xi}$ die ponderomotorische Kraft zwischen 1 und 2, und schließlich ξ' der Ausschlag von 2 aus der Ruhelage, dann liefert die Theorie für Wellenlängen $\lambda \leq 4000$ m

$$\mathfrak{J} = \sqrt{\frac{-D L_{22}}{L_{12} \frac{\partial L_{12}}{\partial \xi}}} \sqrt{\xi'}$$

Weil D, L_{22} für alle Frequenzen und $L_{12} \frac{\partial L_{12}}{\partial \xi}$ aus der Arbeit: Über die gegenseitige Induktion und ponderomotorische Kraft zwischen zwei stromdurchflossenen Rechtecken v. F. F. Martens Ann. d. Phys. **4**, 959—970, 1910 bekannt sind, so kann man, wenn ξ' gemessen ist, $\mathfrak{J}$ absolut angeben.

Zur experimentellen Bestätigung der Martensschen Berechnung der Werte für die ponderomotorische Kraft $L_{12} \frac{\partial L_{12}}{\partial \xi}$ zwischen zwei stromdurchflossenen Rechtecken 1 und 2, wenn die Ebenen von 1 und 2 beliebige Winkel miteinander bilden, bedurfte es der Kenntnis der effektiven Stromstärke $\mathfrak{J}$. Die Messung geschah durch Vergleichung von Wechselstrom mit Gleichstrom.

Eine kleine 2 Volt-Osmiumlampe ist ihrer Messingteile beraubt und in einen Hochfrequenzstromkreis eingeschaltet. Sie beleuchtet den Gipsschirm G_1 eines Martensschen Beleuchtungsmessers. Die Flächen-

helle von G_1 wird vom Auge A des Beobachters mit Hilfe des Zwillingsprismas Z mit der Flächenhelle des Gipsschirmes G_2 verglichen. G_2 wird von einer r cm entfernten Benzinkerze V beleuchtet; r kann meßbar geändert werden. Durch passende Abblendung ist dafür gesorgt, daß G_1 nur durch L, G_2 nur durch V beleuchtet wird.

Die Wechselstromstärke in dem Kreis $S_2 L D$ bewirkt eine gewisse Helligkeit der Lampe L; r wird so eingestellt, daß die beiden Vergleichsfelder des Photometers gleich hell erscheinen. Darauf wird die Glühlampe L in einen anderen Stromkreis eingeschaltet, der Gleichstromquelle, Präzisionsamperemeter und Widerstand enthält; der Widerstand wird reguliert, bis wieder die Vergleichsfelder gleich hell erscheinen; die vom Amperemeter angezeigte Gleichstromstärke ist dann gleich der früheren Wechselstromstärke.

(Eingesandt 5. November 1910.)

Über verschiedene auf die drahtlose Telegraphie bezügliche Fragen von H. Poincaré[1]). (La Lumière Électrique **33** [Tome 13] p. 7, 35, 67, 99.) Dämpfung und Wellenlänge eines Oszillators gegebener Form a priori zu bestimmen ist außerordentlich schwierig. Der Verfasser zeigt, daß eine Lösung des Problemes nach der Methode von Fredholm mit Hilfe einer Integralgleichung gefunden werden kann. Sie wird zunächst angewandt auf das Problem der Verteilung der Elektrizität auf einem Leiter. Wenn auch das Resultat für den

1) Vgl. auch des Verfassers Schrift: Conférences sur la télégraphie sans fil. Paris 1909. Die Red.

Theoretiker vollkommen befriedigend ist, so erfordert es doch auf praktische Fälle angewandt außerordentlich mühsame und langwierige Rechnungen.

Der Verfasser kommt dann auf das eigentliche Problem, die Dämpfung und Wellenlänge eines Oszillators gegebener Form zu bestimmen, wobei er diesen zunächst allein für sich, dann zusammen mit einem Resonator betrachtet. Um die Lösungsmethode einfacher zu gestalten, führt er „Fundamentalfunktionen" ein und zeigt dann, wie man auf diese Weise annäherungsweise Fälle behandeln kann, die sich wenig unterscheiden von einem Spezialfall, für den man die exakte Lösung bereits kennt.

Besteht der Oszillator z. B. aus zwei getrennten Leitern, die durch einen Draht verbunden sind, dessen Kapazität vernachlässigbar ist, so kann man Dämpfung und Wellenlänge des Gesamtsystemes finden, wenn man jene Größen für die beiden einzelnen Leiter kennt. Auch kann man, wenn man die Lösung für einen Oszillator kennt, der die Form eines dünnen, aber unendlich langen Zylinders hat, übergehen zu einem Zylinder endlicher Länge und schließlich zu einem Bündel von Zylindern; diese Form nähert sich am meisten den wirklich angewendeten Antennenformen. Esau.

Über die Bedeutung der Erde für die Ausbreitung schneller elektrischer Schwingungen von M. Görnemann. (Mitteilungen der physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz, Nr. 24. Diss. Halle 1910.)

Der Verfasser beschreibt eine Methode zur Bestimmung der Wellenlänge, Kapazität und Selbstinduktion einer Antenne. Sie beruht auf drei verschiedenen Abstimmungsarten des Luftleiters für eine gegebene Wellenlänge λ.

Zunächst stimmt man ab durch Zuschaltung der Selbstinduktion L_0; dann schaltet man in die Antenne eine Kapazität c_1 ein und fügt zur Herstellung der Resonanz die Selbstinduktion L_1 hinzu. Bei der dritten Abstimmung treten an Stelle von c_1, L_1 die entsprechenden Größen c_2 und L_2.

Die Kapazität x der Antenne ergibt sich dann nach der Formel:

$$x = \frac{L_2 - L_1}{L_1 c_1 - L_2 c_2} \cdot c_1 c_2 - \frac{\lambda^2}{4 \pi^2 L_0}$$

Bei der Ableitung der Formel setzt der Verfasser voraus, daß

1. die Kapazität des Kondensators mit der Antennenkapazität hintereinander geschaltet ist;

2. der so berechnete Kapazitätswert unabhängig ist von der Stromverteilung (d. h. es müssen sich bei verschiedenen Abstimmungen die gleichen Werte für die Kapazität ergeben);
3. der Kapazitätswert unabhängig ist von der Wellenlänge.

Die gute Übereinstimmung der Meßresultate mit den nach der angeführten Formel berechneten Werten ergibt die Richtigkeit obiger Voraussetzungen.

Aus der ermittelten Kapazität und der Wellenlänge ist dann die Selbstinduktion berechenbar. Mit dieser Methode wird dann der Einfluß der Erde auf die Antennenkonstanten untersucht. Dabei ergaben sich die folgenden Resultate:

Die Kapazität der Antenne wächst bei Annäherung an Erde um das 3—4fache. Eingraben derselben (ca. 0,75 m tief) rief eine weitere große Steigerung bis zum 30—40fachen Betrage hervor. Die Zunahme ist um so bedeutender, je feuchter das Erdreich ist.

Die Selbstinduktion der Antenne ändert sich nicht merklich.

Durch die Nähe der Erde wird die Stromverteilung in der Antenne geändert und zwar so, daß bei dem gleichen Abstande der Koppelungsspulen die Größe der Koppelung abnimmt.

Die Dämpfung wächst bei Annäherung an Erde, zeigt auf Erde ein Maximum, um dann beim Eingraben wieder abzunehmen.

Die Amplitude verhält sich entsprechend umgekehrt. Esau.

Beiträge zur Kenntnis eines Empfangssystemes mit abgestimmtem Indikatorkreise und Untersuchungen über den Einfluß der Atmosphäre auf die Intensität und Dämpfung der sie durchlaufenden elektrischen Wellen von O. Güldenpfennig. (Mitteilungen der physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz Nr. 25. Diss. Halle 1911.) Bei den allgemein üblichen Meßmethoden für schnelle elektrische Schwingungen läßt man den Meßkreis, der durch Variieren der Kapazität auf das Primärsystem abgestimmt werden kann, induzieren auf einen dritten Kreis, der den Indikator enthält (Thermoelement, Baretter usw.) und der aperiodisch ist in bezug auf die zu untersuchende Schwingung. Verfasser stimmt nun diesen Indikatorkreis ebenfalls ab und findet, daß dadurch die Empfangswirkung erheblich vermehrt wird, ohne daß eine Änderung der Dämpfung eintritt.

Im zweiten Teile der Untersuchung handelt es sich um den Einfluß der Dämpfung der ankommenden Wellen auf Amplitude und Dämpfung des Empfangssystemes.

Es zeigte sich, daß eine Vergrößerung der Dämpfung der ausgesandten Wellen eine Abnahme der Amplitude und eine Zunahme der Dämpfung in der Empfangsstation zur Folge hatte. Dabei war es gleichgültig, ob die Widerstände, die die Dämpfungsänderungen bewirkten, in den Primär- oder Antennenkreis der Sendestation eingeschaltet wurden.

Einschalten von Widerstand in die Antenne der Empfangsstation verminderte ebenfalls die Amplitude und erhöhte die Dämpfung. Wurden schließlich die Widerstände in den Indikatorkreis eingeschaltet, so hatte dieses auch hier eine Abnahme der Amplitude zur Folge. Die Dämpfung aber blieb im Gegensatz zum Vorigen dadurch unbeeinflußt.

Im dritten Teil werden endlich atmosphärische Einflüsse auf die Dämpfung der Empfangsantenne untersucht. Aus den Beobachtungen, die sich allerdings nur auf einen kleinen Zeitraum erstrecken, ergibt sich, daß die Dämpfung sich im Laufe des Tages nicht ändert, von der Witterung also nicht beeinflußt wird.

Auch zeigen die am Tage gemessenen Dämpfungen keinen Unterschied gegenüber denen in der Nacht beobachteten.

Eine Änderung in der Empfangswirkung trat nur ein bei Regen, und zwar nahm die Amplitude um ca. 20 % ab. Gleichzeitig wurde eine wenn auch kleinere Abnahme in der Sendestation beobachtet. An der Hand der mitgeteilten Beobachtungen läßt sich ein klares Bild über die atmosphärischen Einflüsse noch nicht geben, was nur durch eine große Anzahl von Beobachtungen über einen längeren Zeitabschnitt möglich sein dürfte.

(Über Versuche, die in dieser Richtung vor längerer Zeit begonnen und augenblicklich noch fortgesetzt werden, soll an dieser Stelle später ausführlich berichtet werden. Anm. d. Ref.). Esau.

(Eingesandt 19. März 1911.)

Über die exakte Bestimmung der Periodenzahl elektrischer Schwingungen von C. Tissot (C. R. Tome **152**, 1911, p. 684). Der Verfasser wendet sich gegen eine von Ferrié (C. R. 1911, Nr. 9) angewandte Methode zur Bestimmung der Periodenzahl eines Oszillators, welche die Kenntnis einer variablen Selbstinduktion und des effektiven Widerstandes des Resonators erfordert. Bei einfacher geometrischer Gestalt des letzteren ist der Selbstinduktionskoeffizient leicht berechenbar, während der effektive Widerstand nur angenähert und für ganz spezielle Leiterformen bekannt ist.

Infolgedessen gibt der Verfasser eine andere Methode, die von jenem Mangel frei ist und darin besteht, einen Resonanzkreis abzustimmen auf den Oszillator und durch Variation seiner Kapazität eine Resonanzkurve aufzunehmen. Der Kreis selbst hat eine möglichst einfache geometrische Form, z. B. ein Rechteck, für die der Selbstinduktionskoeffizient berechnet werden kann.

Die Kapazität (Luftkondensator) ist bei langsamen Periodenzahlen sehr genau bestimmbar, ihr Wert hängt nicht merklich ab von der Frequenz. Bei der Ausführung der Messungen hat man darauf zu achten, daß die Koppelung zwischen den beiden Kreisen lose ist. Auch empfiehlt es sich für die Bestimmung der Resonanzkapazität nicht nur das Maximum, sondern auch den Verlauf der Resonanzkurve in der Nähe des Gipfels heranzuziehen. Unter diesen Vorsichtsmaßregeln glaubt der Verfasser den geschlossenen Kreis als sichersten Wellenmesseretalon hinstellen zu können. Esau.

(Eingesandt 5. April 1911.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Über einige Versuche mit Radiotelegraphie auf grosse Entfernungen.

Wir entnehmen Arbeiten von L. W. Austin vom U. S. Naval Wireless Telegraphic Laboratory in Washington (vgl. Bull. Bur. of Stand. Vol. 7, Nr. 3, 1911) folgendes:

Während Dezember 1909 und Frühjahr und Sommer 1910 ließ das Navy Department (Washington) radiotelegraphische Versuche auf große Entfernungen ausführen zwischen den Kreuzern Birmingham und Salem und der Fessendenschen Großradiostation in Brant Rock, welche zu diesem Zwecke von der Regierung gemietet war.

Die Versuche dienten ursprünglich der Bestimmung der Reichweite zwischen den beiden Kreuzern und der Großstation. Das United States Naval Wireless Laboratory hatte die Ausführung gewisser quantitativer Messungen in Verbindung mit diesen Versuchen übernommen, und dies ermöglichte es uns wissenschaftliche Daten zu gewinnen bezüglich der Gesetze, welchen Strahlung und Empfang elektrischer Wellen folgen, sowie den Verlauf der sog. atmosphärischen Absorption

bis zu einer Entfernung von 1000 Seemeilen zu studieren, was von speziellem Interesse war. Nachstehend die Resultate hierüber.

Duddell und Taylor[1]) hatten durch Versuche zwischen einer Landstation und dem Dampfer Monarch im Irischen Meer gezeigt daß die Intensität der Empfangsströme über Wasser annähernd proportional mit der Entfernung abfiel. Dieses Gesetz wurde seitdem von Tissot[2]) verifiziert. — Da die während der Juli-Versuche erhaltenen Daten bei weitem am vollständigsten und genauesten waren, so wurden die theoretischen Ableitungen sämtlich hierauf basiert, und andere wurden nur zum Vergleich und zur Verifikation herangezogen. Die Brant Rock-Station, direkt an der Küste 20 Meilen südlich von Boston gelegen, besitzt für die Antennen einen Stahlturm von 420 Fuß Höhe und 3 Fuß Durchmesser der an der Grundplatte gut gegen Erde isoliert ist. An der Spitze des Turmes befinden sich vier 50 Fuß lange Arme, von denen je zwei 300 Fuß lange zylindrig-käfigartige Antennen unter einem Winkel von 45^0 nach unten verlaufen; dieselben haben einen Durchmesser von 4 Fuß und bestehen aus je 4 Drähten; an der Turmspitze sind sie metallisch angeschlossen, dagegen unten isoliert. Das Ganze bildet also eine sog. Schirmantenne. Die Selbstinduktion des ganzen Gebildes beträgt 0,055 Millihenry und die Kapazität 0,0073 Mikrofarad. Der geschlossene Schwingungskreis war induktiv mit der Antenne gekoppelt und zwar gerade so lose, daß nur eine Welle[3]) ausgestrahlt würde. Die Kondensatoren des Schwingungskreises war die bekannte Fessendensche Type mit gepreßter Luft, und für eine Wellenlänge von 3750 m betrug die Kapazität 0,18 MF. Die Funkenstrecke war die Fessendensche synchrone Drehtype mit zwei festen Elektroden und einem System von rotierenden Elektroden, die auf der Welle des Generators montiert waren. Der Generator leistete 100 KW. bei 500 Umdrehungen und erzeugte so 1000 Funken pro Sekunde. Mit der damals als Antriebsmaschine vorhandenen Dampflokomobile konnten wir nur 50—60 KW. des Generators ausnützen.

Die Kreuzer waren mit flachen Schiffsantennen zwischen zwei Stahlmasten mit hölzerner Spitze ausgerüstet. Die Antennen-Dimensionen waren: Länge 116 Fuß, Breite 40 Fuß, Anzahl der Längsdrähte 14, der Querdrähte 15. Während der Dezember-Versuche be-

1) Duddell u. J. E. Taylor, Electrician **55**, 260, 1905.

2) C. Tissot, Electrician **56**, 848, 1906.

3) Bei richtiger Behandlung des Schwingungskreises erzielten wir mit dieser losen Koppelung die größte Reichweite.

trug die Höhe über Wasser ca. 112 Fuß, welche in den späteren Versuchen auf 130 Fuß gebracht wurde. Die Kapazität war ungefähr 0,0018 MF. und die Selbstinduktion 0,038 Millihenry. Während der Mai-Versuche wurde die Kapazität der Birmingham durch Anbringung von zwei 70 Fuß-Käfigen nach vorn und zwei 80 Fuß-Käfigen nach hinten unter einem Winkel von ca. 30° gegen die Vertikale. Hierdurch wurde die Kapazität auf 0,0025 MF. vergrößert. In der Mitte der Juli-Versuche wurden auch der Salem solche Antennen zugegeben, aber durch diese Änderung wurde keine merkliche Variation in der Intensität der Signale veranlaßt. Auch hier war die Koppelung gerade so lose, um nun eine Welle zu erzielen; die Kapazität des Schwingungskreises betrug 0,036 MF. bei 3750 m Wellenlänge und 0,018 MF. bei 1000 m Wellenlänge. Die Generatoren leisteten 10 KW. bei 500 Umdrehungen, und die Funkenstrecken waren von der gleichen Beschaffenheit wie in Brant Rock.

Juli-Versuche.

Bezeichnungen:

I_S Strom in Ampere in der Sender-Antenne,
I_R Strom in Ampere in der Empfangs-Antenne bei 25 Ohm Widerstand,
N Nachtbeobachtungen,
K Empfangsstrom bei 1 km Entfernung,
d Entfernung in Kilometer,
h Höhe der Schiffsantenne,
α Tagabsorptionskoeffizient = 0,0015,
λ Wellenlänge,
H. Stat.: Starke statische atmosphäre Entladungen, die den Empfang von Signalen unmöglich machten,
Meilen = Seemeilen = 1,85 km,
Für gute Verbindung: $I_R = 40 \cdot 10^{-6}$ Ampere über 25 Ohm = $4 \cdot 10^{-8}$ Watt,
Für hörbare Signale: $I_R = 10 \cdot 10^{-6}$ Ampere über 25 Ohm = $2,5 \cdot 10^{-9}$ Watt.

Einleitende Versuche wurden somit im Juli begonnen; die Kreuzer lagen vor Anker im Hafen von Provincetown 22 Meilen von Brant Rock. Die elektrischen Wellen gingen zwischen den Schiffen und der Küstenstation vollständig über Wasser, ausgenommen einem kleinen Streifen Sandhügel

bei Provincetown Hafen; es stellte sich später heraus, daß dieser schmale Landstreifen keinerlei Einfluß ausübte. Sorgfältige Messungen wurden ausgeführt bezüglich der Intensität der Empfangsströmung in Brant Rock für die zwei Wellenlängen 1000 m und 3750 m. Diese Strömung wurde gemessen entweder mittels eines Hitzdrahtamperemeters von 15 Ohm Widerstand, das mit Spiegel und Skala[1]) für die Ablesungen versehen war, oder durch ein Tellurium-Konstantan-Thermoelement ebenfalls von 15 Ohm Widerstand. Das Hitzdrahtinstrument gab einen Skalaausschlag von ca. 0,2 mm für 1 Milliampere Schwingungsstrom in der Antenne und 9,4 mm für 10 Milliampere. Ein Millimeter Galvanometerausschlag mit dem Thermoelement war äquivalent 263 Mikroampere, auch die Ausschläge waren, so weit feststellbar, direkt proportional dem Quadrat der Schwingungsströmung. Für die 1000 m Wellenlänge war ein variabler Kondensator in Reihe mit der Antenne in Brant Rock geschaltet, auf welche Weise es möglich war, den Antennenwiderstand für beide Wellenlänge auf etwa 25 Ohm zu adjustieren. Aus einer Anzahl von Beobachtungen wurde bestimmt, daß bei einer Wellenlänge von 1000 m die in Brant Rock empfangene Strömung 10500 Mikroampere für die Birmingham mit einem Senderantennenstrom von 33 Ampere[3]) betrug und 11000 Mikroampere für die Salem, entsprechend einem Senderantennenstrom von 27 Ampere. Für eine Wellenlänge von 3750 m waren die empfangenen Ströme 3200 Mikroampere für die Birmingham und 4100 Mikroampere für die Salem, entsprechend Senderantennenströmen von 27 und 24 Ampere.

Nachdem die Schiffe in zu großen Entfernungen angelangt waren, um noch die empfangenen Signale in Brant Rock mittels Thermoelemente aufzunehmen, wurde ein Kupferkies-Rotzink = Gleichrichter mit Galvanometer angewendet, wenn es die atmosphärischen Störungen erlaubten. Derselbe war in einen sekundären Kreis eingeschaltet, der mit der Antenne gekoppelt und kalibriert war vermittels eines Thermo-

1) L. W. Austin, Electrical World 49, 308, 1907.

2) Bulletin 7, 304, 1911.

3) Man sieht, daß, während der Strahlungsstrom der Birmingham beträchtlich größer ist als der der Salem, die Stärke der Empfangssignale wenig geringer ist. Möglicherweise ist die anscheinend größere Strahlung der Birmingham zurückzuführen auf einen Deckisolator, der während der ganzen Juli-Versuche Anlaß zu Störungen gab. Es ist deshalb nicht unwahrscheinlich, daß der wirkliche Antennenstrom nicht größer war als bei der Salem. Das Mittel der Ablesungen auf beiden Schiffen, 30 Ampere bei 1000 m Wellenlänge, würde der Rechnung zugrunde gelegt.

elements in der Antenne und eines durch einen Summer erregten Kreises, der auf die benutzte Wellenlänge abgestimmt war[1]).

Während der ganzen Versuche sowohl in Brant Rock wie an Bord der Schiffe wurden die Signale in geschunteten Telephonen abgehört; die hierfür benutzten Detektoren waren von der elektrolytischen Type, und die Kopftelephone, in Serie geschaltet, hatten je 600 Ohm Widerstand[2]); der Shunt war zu einem derselben gelegt nach der Fessendenschen Methode. Fig. 1 zeigt die Schaltung.

Es wurde ein ausgedehnter Vergleich der Antennenströme durch Kreis *A* und der Shunt-Ablesungen vermittels Kreis *B* gemacht (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1.

Shunt auf 600 Ohm Telephone mit elektrolytischem Detektor und Antennenstrom über 25 Ohm.

Shunt Ohm	Antennenstrom 10^{-6} Amp.	Shunt Ohm	Antennenstrom 10^{-6} Amp.
0,5	672	25	95
0,6	614	30	87
0,7	568	40	76
0,8	530	50	68
1,0	474	70	58
2	336	100	49
3	274	150	40
4	237	200	35
5	212	300	29
6	194	400	26
8	168	600	22
10	150	1000	18
12	137	2000	15
15	122	3000	13
20	106	∞	10

Die Tabelle zeigt den Betrag der Strömung in einer Antenne von total 25 Ohm Widerstand, was den Telephon-Shuntablesungen bei einem Detektor entsprechen würde, der mit der Antenne durch einen solchen Koppelungsgrad verbunden ist, daß das Maximum der Energie in den Detektor geleitet ist[3]).

1) Vgl. Bull. 7, 295, 1911.

2) Der induktive Widerstand von jedem Telephon war 2000 Ohm.

3) Der wirkliche Betrag der Strömung in der Antenne für die gleiche Intensität der Zeichen im Detektor schwankt mit dem effektiven Widerstand, der seinerseits von der Wellenlänge und dem Betrag der Abstimmungs-

Shuntablesungen sind selbst unter den besten Umständen sehr schwierig aufzunehmen. Im ruhigen Laboratorium erzielt man eine Übereinstimmung bis zu einer Fehlergrenze von höchstens 10 %. Bei den Störungen in der Praxis können die Fehler bis zu 20 und 40 % betragen. Es ist klar, daß die meisten dieser Fehlerquellen (Sturm, atmosphärische Entladungen usw.) auf eine Verminderung des beobachteten Wertes des Signals zielen. Gelegentlich können schlechte

Fig. 1.

Kontakte u. dgl. abnorm hohe Werte erzeugen. Dann ist auch der Unterschied in der Empfindlichkeit des Ohres bei verschiedenen Beobachtern von Einfluß. Aus diesem Grunde empfiehlt es sich eine sehr große Anzahl von Beobachtungen zu machen.

selbstinduktion abhängt. Die Energie im Detektor, erforderlich um gegebene Zeichen zu erzeugen, ist jedoch konstant. Das ist die Energie, die wirklich bei Shuntablesungen gemessen wird, und wegen des bequemen Vergleichs wird die Quadratwurzel daraus in Ausdrücken von Mikroampere über 25 Ohm gegeben, welches der Widerstand in Brant Rock war und derjenige mittlerer Schiffsantennen bei einer Wellenlänge von 1000 m.

Da die empfangenen Ströme, wie sie in den Kurven und Tabellen wiedergegeben sind, proportional der Quadratwurzel aus der Stärke des Signals sind, so sind die prozentualen Irrtümer natürlich kleiner als diejenigen bei den Shuntablesungen. Als maßgebend gilt, daß eine klare Unterscheidung zwischen Punkten und Strichen möglich ist.

Die **Birmingham** fuhr von Provincetown aus früh morgens am 14. Juli und nahm einen nahezu südlichen Kurs bis sie eine Entfernung von etwa 1200 Meilen von Brant Rock erreicht hatte. Die

Tabelle 2.

Birmingham empfangen in Brant Rock.

Juli		λ = 1000 M. I_s = 33 Amp. Entfernung Seemeilen	Empfangener Strom 10^{-6} Amp.	Juli		λ = 3750 M. I_s = 27 Amp. Entfernung Seemeilen	Empfangener Strom 10^{-6} Amp.
14	8 a. m.	22	10500 (Galvanometer)	14	8.30 a. m.	22	3000 (Galvanometer)
	2 p. m.	50	4600		3.30 p. m.	60	1370
	8 p. m.	110	N 2100		9.30 p. m.	120	N 520
15	8 a. m.	256	520	15	9.30 a. m.	266	180
	2 p. m.	335	157		3.30 p. m.	345	67
	8 p. m.	415	N 336		9.30 p. m.	425	N 77
16	8 a. m.	550	77	16	9.30 a. m.	560	49
	2 p. m.	626	54		3.30 p. m.	636	H. Stat.
	8 p. m.	702	N 210		9.30 p. m.	712	N 106
17	8 a. m.	854	H. Stat.	17	9.30 a. m.	864	26
	2 p. m.	927			3.30 p. m.	937	Stat.
	8 p. m.	1000	N 19		9.30 p. m.	1010	N 10
18	8 a. m.	1170	H. Stat.	18	9.30 a. m.	1170	
	2 p. m.	1185	H. Stat.		3.30 p. m.	1185	
	8 p. m.	1200	N 51		9.30 p. m.	1200	N 44
19	8 a. m.	1152	H. Stat.	19	9.30 a. m.	1152	26
	2 p. m.	1103	H. Stat.		3.30 p. m.	1103	
	8 p. m.	1035	N 210		9.30	1025	N nicht gegeb.
20	8 a. m.	890	35	20	9.30 a. m.	880	26
	2 p. m.	841	29		3.30 p. m.	831	
	8 p. m.	772	N 240		9.30 p. m.	762	N nicht gegeb.
21	8 a. m.	648	26	21	9.30 a. m.	638	26
	2 p. m.	559			3.30 p. m.	549	
	8 p. m.	470	N 150		9.30	460	N nicht gegeb.
22	8 a. m.	320	210	22	9.30 a. m.		
	2 p. m.	240			3.30 p. m.		
	8 p. m.	190			9.30 p. m.		

Salem folgte am Morgen des 15. Juli und fuhr langsam bis auf etwa 450 Meilen von Brant Rock entfernt. Die Kurse der beiden Schiffe zeigt Fig. 2.

Es wurden regelmäßige Sender- und Empfangsperioden an den drei Stationen eingehalten. In Brant Rock wurden die Zeichen solange wie möglich mit dem Thermoelement aufgenommen und nur wenige mit dem Gleichrichter. Bald nach der ersten Woche auftretende Störungen machten dann aber leider die Anwendung der Shunt-Telephonmethode notwendig. Auf den Schiffen wurde kein Versuch gemacht, die Ablenkungsmethode (Galvanometer) zu benutzen, obwohl möglicherweise befriedigende Messungen mit Marinegalvanometern gemacht werden könnten. Tabellen 2 bis 4 enthalten die Daten der Versuche, wobei die empfangenen Signale auf Stromausdrücke über 25 Ohm Antennenwiderstand reduziert sind.

Tabelle 3.

Brant Rock empfangen auf der Birmingham.

Juli		λ = 1500 m, I_s = 56 Amp.			Juli		λ = 3750 m, I_s = 69 Amp.		
		Entfernung Seemeilen	Empfangener Strom 10^{-6} Amp.				Entfernung Seemeilen	Empfangener Strom 10^{-6} Amp.	
15	10.15 a. m.	290		336	15	10.45 a. m.	295		120
	10.15 p. m.	445	N	274		10.45 p. m.	450	N	63
16	10.15 a. m	580		58	16	10.45 a. m.	585		
	10.15 p. m.	727	N	160		10.45 p. m.	732	N	77
17	10.15 a. m.	885		28	17	10.45 a. m.	890		
	10.15 p. m.	1040	N	106		10.45 p. m.	1045	N	37
18	10.15 a. m.	1180		Stat.	18	10.45 a. m.	1185		
	10.15 p. m.	1215	N	130		10.45 p. m.	1215	N	110
19	10.15 a. m.	1115		Stat.	19	10.45 a. m.	1110		30
	10.15 p. m.	1005	N	106		10.45 p. m.	1000	N	212
20	10.15 a. m.	850		37	20	10.45 a. m.	845		28
	10.15 p. m.	730	N	336		10.45 p. m.	725	nicht gegeben	
21	10.15 a. m.	600		150	21	10.45 a. m.	595		51
	10.15 p. m.	435	N	194		10.45 p. m.	430	N	54
22	10.15 a. m.	275		390	22	10.45 a. m.	270	nicht gegeben	
	10.15 p. m.	115	N	336		10.45 p. m.	110	nicht gegeben	

80°
75°
70°
65°
Brant Rock
Newport
New York
Philadelphia
40°
Washington
Norfolk
SALEM
35°
Beaufort
Charleston
30°
St.Augustine
25°
Key West
BIRMINGHAM
20°
Guantanamo
San Juan

Fig. 2.

Tabelle 4.

Salem empfangen in Brant Rock.

Juli		λ = 1000 m, I_s = 27 Amp.: Entfernung Seemeilen		Empfangener Strom 10^{-6} Amp.	Juli		λ = 1000 m, I_s = 23 Amp.: Entfernung Seemeilen		Empfangener Strom 10^{-6} Amp.
15	5 a. m.	22		11000	15	6 a. m.	22		4400
	8 a. m.	45		5000		9 a. m.	52		1420
	2 p. m.	60		3600		3 p. m.	70		1250
	8 p. m.	117	N	2170		9 p. m.	117	N	613 [1]
16	8 a. m.	125		2250	16	9 a. m.	130		693
	2 p. m.	105		2275		3 p. m.	110		567 [1]
	8 p. m.	137	N	1328		9 p. m.	140	N	474 [1]
17	8 a. m.	207		1062 [1]	17	9 a. m.	210		274 [1]
	2 p. m.	190		646		3 p. m.	190		50
	8 p. m.	196	N	400		9 p. m.	196	N	179 [1]
18	8 a. m.	249		580	18	9 a. m.	250		237 [1]
	2 p. m.	270		520		3 p. m.	275		274 [1]
	8 p. m.	290	N	410		9 p. m.	295	N	194 [1]
19	8 a. m.	366		200	19	9 a. m.	370		106 [1]
	2 p. m.	394		182		3 p. m.	400		115 [1]
	8 p. m.	425	N	672 [1]		9 p. m.	430		Nicht gegeben
20	8 a. m.	322		325	20	9 a. m.	315		» »
	2 p. m.	254		582		3 p. m.	245		» »
	8 p. m.	181	N	Stat.		9 p. m.	175		» »

Wenn aber möglich wurde die Ablenkungsmethode benutzt. Während der Versuche waren die atmosphärischen Störungen in der meisten Zeit sehr heftig besonders in der Nacht und bei der größeren Wellenlänge; wie aus der Tabelle ersichtlich, war häufig kein Empfangen möglich. Es ist keine Tabelle aufgestellt für „Brant Rock empfangen auf der Salem", weil während eines großen Teils der Zeit die Zeichen für genaue Shuntablesungen zu stark waren. Es fehlen auch Tabellen für die Arbeiten zwischen den beiden Kreuzern bei einer Wellenlänge von 3750 m, da ihre Antennen dafür zu klein waren, nur wenige unbefriedigende Shuntablesungen wurden versuchsweise gemacht.

Um das Gesetz der Abnahme der Intensität der Zeichen mit der Entfernung zu bestimmen wurde eine Kurve nach den beobachteten Tagesablesungen ausgezogen und Punkte auf ihnen als beobachtete Werte für die Berechnung festgelegt.

1) Telephonablesungen.

Tabelle 5.
„Salem" empfangen auf der „Birmingham".

Juli		λ = 1000 m, I_s = 27 Amp. Entfernung Seemeilen	Empfangener Strom 10^{-6} Amp.	
15	8 a. m.	253		170
	2 p. m.	274		196
	8 p. m.	312	N	120
16	8 a. m.	420		87
	2 p. m.	521		54
	8 p. m.	574	N	87
17	8 a. m.	661		21
	2 p. m.	750		20
	8 p. m.	840	N	30
18	8 a. m.	960		Stat.
	2 p. m.	972		Stat.
	8 p. m.	960	N	46
19	8 a. m.	828		10
	2 p. m.	720		26
	8 p. m.	618	N	46
20	8 a. m.	589		43
	2 p. m.	566		54
	8 p. m.	555	N	69
21	8 a. m.	666		46
	2 p. m.			
	8 p. m.			

Tabelle 6.
„Birmingham" empfangen auf der „Salem".

Juli		λ = 1000 m, I_s = 33 Amp. Entfernung Seemeilen	Empfangener Strom 10^{-6} Amp.	
15	8.30 a. m.	256		160
	2.30 p. m.	278		150
	8.30 p. m.	315	N	105
16	8.30 a. m.	425		60
	2.30 p. m.	526		43
	8.30 p. m.	579	N	63
17	8.30 a. m.	666		H. Stat.
	2.30 p. m.	755		H. Stat.
	8.30 p. m.	845	N	38
18	8.30 a. m.	960		10
	2.30 p. m.	972		10
	8.30 p. m.	960	N	10
19	8.30 a. m.	823		10
	2.30 p. m.	715		Stat.
	8.30 p. m.	613	N	77
20	8.30 a. m.	584		38
	2.30 p. m.	561		38
	8.30 p. m.	555	Telegramme	
21	8.30 p. m.	661		38

Tabelle 7.
Birmingham empfangen in Brant Rock, Juli.

Seemeilen	d km	I_s = 33 Amp., λ = 1000 m, K = 475000 10^{-6} Amp. $\frac{K}{d}$ 10^{-6} Amp.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	ber.	I_s = 27 Amp., λ = 3750 m. K = 138000 10^{-6} Amp. $\frac{K}{d}$ 10^{-6} Amp.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	ber.
20	37	12830	11500	12200	3730	3500	3620
50	92.5	5135	4600	4460	1492	1400	1385
100	185	2565	2100	1940	746	700	645
200	370	1283	800	737	373	260	280
300	555	856	260	370	249	120	161
400	740	642	130	212	187	60	105
500	925	514	80	128	149	40	73
600	1110	428	50	81.5	124	30	52
800	1480	321	35	35	93	24	29
1000	1850	257	20	15.4	75	22	18

Tabelle 8.

Brant Rock empfangen auf der Birmingham, Juli.

Seemeilen	d km	$I_s = 56$ Amp. $\lambda = 1500$ m $K = 310000 \cdot 10^{-6}$ Amp.			$I_s = 69$ Amp. $\lambda = 3750$ m $K = 160000 \cdot 10^{-6}$ Amp.		
		$\frac{K}{d}$ 10^{-6} Amp.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	I_R 10^{-6} Amp. ber.	$\frac{K}{d}$ 10^{-6} Amp.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	I_R 10^{-6} Amp. ber.
20	37	8380		8000	4325		4200
50	92.5	3350		2980	1730		1610
100	185	1675		1340	865		750
200	370	838		533	432		324
300	555	558	320	283	288	120	187
400	740	419	160	170	216	85	121
500	925	335	80	108	173	65	84.5
600	1110	279	52	72.5	144	52	60.8
800	1480	209	38	34.7	108	40	34.1
1000	1850	167	25	17.1	87	30	20.6

Nach den Resultaten von Duddell, Taylor und Tissot wurde angenommen, daß die empfangenen Ströme umgekehrt proportional der Entfernung sein würden wenn keine Absorption existierte. Die beobachtete Kurve zeigte, daß dies nahezu richtig war bis zu einem Punkt zwischen 100 und 200 Meilen, aber darüber hinaus nahmen die Ströme viel rascher ab. Die einfachste Annahme bezüglich der Absorption ist, daß sie proportional der Entfernung ist. In Verbindung mit dem Duddell- und Taylor-Gesetz gelangen wir so für den empfangenen Strom zu dem Ausdruck:

$$I_R = \frac{K}{d} e^{-Ad} \tag{1}$$

wo bedeuten: d die Entfernung, K den empfangenen Strom in der Einheit der Entfernung, e die Basis des nat. Logarithmus und A eine Konstante. Louis Cohen von der National Electric Signaling Co. machte bei Prüfung dieser Formel die Entdeckung, daß A umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Wellenlänge war innerhalb der Grenzen der Beobachtungsgenauigkeit. Setzt man entsprechend $A = \frac{\alpha}{\sqrt{\lambda}}$ so wird der vorstehende Ausdruck:

$$I_R = \frac{K}{d} e^{-\frac{\alpha d}{\sqrt{\lambda}}} \tag{2}$$

α ist der Absorptionskoeffizient und in diesen Versuchen gleich 0,0015; die Entfernung und Wellenlänge sind in Kilometer ausgedrückt.

Tabellen 7 bis 11 enthalten einen Vergleich der berechneten Werte mit denen der etwas ausgeglichenen Beobachtungskurven. Die

Fig. 3.

Übereinstimmung ist ersichtlich sehr gut im Falle der Zeichen zwischen der Birmingham und der Salem und denjenigen der Salem, die in Brant Rock empfangen wurden. Bei den Zeichen zwischen Brant Rock und der Birmingham jedoch fallen die beobachteten Werte etwas unterhalb den berechneten, von 300 bis 600 Meilen. Da die beobachtete

Kurve die gleiche Form hat sowohl für die auf der Birmingham empfangenen Zeichen wie für die in Brant Rock empfangenen, so ist die Abweichung wahrscheinlich nicht zufällig sondern voraussichtlich veranlaßt durch eine zeitweilige Vergrößerung der Absorption infolge ausgesprochener Wetteränderung zu jener Zeit. Der Einfluß tritt nicht in den im Juni in Brant Rock empfangenen Salem-Zeichen zutage weil die Salem um jene Zeit keine so große Entfernung erreicht hatte, daß die Absorption eine Rolle spielte.

Tabelle 9.

Salem empfangen in Brant Rock, Juli.

Seemeilen	d km	$I_s = 27$ Amp. $\lambda = 1000$ m $K = 490000\ 10^{-6}$ Amp.			$I_s = 23$ Amp. $\lambda = 3750$ m $K = 170000 \cdot 10^{-6}$ Amp.		
		$\frac{K}{d}$ 10^{-6} Amp.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	I_R 10^{-6} Amp. ber.	$\frac{K}{d}$ 10^{-6} Amp.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	I_R 10^{-6} Amp. ber.
20	37	13250	12000	12500	4595	4500	4460
50	92.5	5300	4700	4610	1838	1800	1710
100	185	2650	2200	2000	919	850	800
150	278	1760	1200	1170	612	500	495
200	370	1325	750	760	459	330	344
300	555	883	370	382	306	190	198
400	740	662	200	218	230	115	129
500	925	530	130	132	184	88	90

Tabelle 10.

Salem empfangen auf der Birmingham, Juli.

Seemeilen	d km	$I_s = 27$ Amp. $\lambda = 1000$ m $K = 230000\ 10^{-6}$ Amp.		
		$\frac{K}{d}$ 10^{-6} A.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	I_R 10^{-6} Amp. ber.
20	37	6220		5880
50	92.5	2486		2160
100	185	1243		941
200	370	622	325	357
300	555	414	165	179
400	740	311	95	102
500	925	249	65	62
600	1110	207	45	39.4
800	1480	155	19	17.1
1000	1850	124	10	7.5

Tabelle 11.

Birmingham empfangen auf Salem, Juli.

Seemeilen	d km	$I_s = 33$ Amp. $\lambda = 1000$ m $K = 185000\ 10^{-6}$ Amp.		
		$\frac{K}{d}$ 10^{-6} A.	I_R 10^{-6} Amp. beob.	I_R 10^{-6} Amp. ber.
20	37	5000		4730
50	92.5	2000		1740
100	185	1000		757
200	370	500	260	287
300	555	333	130	144
400	740	250	75	82.4
500	925	200	50	49.9
600	1110	167	35	31.7
800	1480	125	16	13.8
1000	1850	100	10	6.2

Die Kurven von Fig. 3 bis 10 geben die Resultate in graphischer Form.

Die gestrichelte Linie gibt die Stärke der Zeichen, die bei dem K/d Gesetz erhalten wäre d. h. wenn keine Absorption vorhanden

Fig. 4.

wäre. Die ausgezogene Kurve gibt die theoretischen Tageswerte, berechnet aus Gleichung (2), während die individuelle Beobachtungen durch Kreuze bezeichnet sind. Beobachtungen nach der Ablenkungsmethode sind durch Kreise, die um die Kreuze gezogen sind, bezeichnet, während Nachtbeobachtungen mit dem Buchstaben N versehen sind.

Wie ersichtlich, entsprechen die Tagesbeobachtungen annähernd den Werten der berechneten Kurve, aber die Nachtzeichen sind ganz un-

Fig. 5.

regelmäßig[1]); sie sind im allgemeinen stärker als die Tageszeichen, wie zuerst von Marconi beobachtet wurde. Manchmal liegen sie

1) Die großen Schwankungen in der Nachtabsorption machen alle Versuche, die Güte drahtloser Installationen nach den bei Nacht erzielten Entfernungen zu beurteilen, zwecklos. Für diesen Zweck haben nur Beobachtungen über die durchschnittliche Tagesreichweite einen Wert.

dicht bei der K/d-Kurve, ein Anzeichen, daß die Absorption verschwunden ist, während sie in anderen Fällen praktisch ebenso stark sind wie die Tageszeichen. In einigen wenigen Fällen wurden die Nachtzeichen beträchtlich stärker befunden als der berechnete Wert

Fig. 6.

für nichtvorhandene Absorption, was aber wahrscheinlich auf Beobachtungsfehler zurückzuführen ist. Sollte kein Irrtum vorliegen, so wiese dies auf eine Art Reflexion in den oberen Schichten der Atmosphäre[1]).

1) Verfasser weist später l. c. S. 351 noch auf anderweitige Beobachtungen hin, die die Annahme einer Reflexion stützen, die ja auch von anderen Beobachtern z. B. Nicholson (vgl. Jahrb. 4, 20, 1910) angenommen wird

Die Ursache der Absorption.

Nach den Berechnungen von Zenneck[1]) kann die Leitfähigkeit der Luft in mäßigen Höhen nicht die Größe der beobachteten Absorption erklären, noch kann nach dem gleichen Autor die Seewasserabsorption von der geeigneten Größe sein.

Fig. 7.

Da aber die Front der Welle in einer beträchtlichen Entfernung vom Sender weit in die oberen Schichten der Atmosphäre sich erstrecken

1) Zenneck, Ann. Phys. 23, 846, 1907.

muß, so erscheint es nicht unwahrscheinlich, daß hier die eigentliche Absorptionsregion ist. Wenn die Leitfähigkeit durch die Sonnenstrahlung in diesen Höhen vergrößert wird, so würde dies auch den Unterschied in der Stärke der Zeichen bei Tag und bei Nacht erklären.

Fig. 8.

Die Beobachtungen würden anzeigen, wenn diese Erklärung richtig ist, daß die exzessive Ionisation, besonders im Sommer, viele Nächte hindurch bestehen bleiben kann. Die allgemeine Erfahrung der Radiotelegraphie würde anzeigen, daß während der kälteren Monaten die

Absorption gleichmäßiger während der Nacht verschwindet. Die Tagesabsorption erscheint nach vorliegenden Daten ziemlich gleichmäßig das ganze Jahr hindurch zu sein, wenigstens in dem unseren Beobachtungen

SALEM EMPFANGEN AUF DER BIRMINGHAM, JULI 1910

I_R	10^{-6} AMP.

I_S = 27 AMP. λ=1000 M
× TAG BEOBACHT.
N/× NACHT ..

OHNE ABSORPTION
BERECHNETE TAGES KURVE

100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000 MEILEN

Fig. 9.

unterstellten Teil des Ozeans, wenn auch zweifelsohne gelegentliche Schwankungen auftreten werden, wie ich es bereits bezüglich der Birmingham-Brant Rock-Zeichen bemerkte.

Besondere Umstände lassen sich feststellen, wenn die Absorption während des Tages fast ganz zu verschwinden scheint.

Ergänzende Messungen.

Proportionalität von Sender- und Empfänger-Strömen.

Es wurde für möglich erachtet, daß, wenn Antennen auf höchste Leistungen beansprucht werden, besonders bei den größeren Wellen-

Fig. 10.

längen, Energieverluste auftreten durch Sprühen oder Isolationsfehler, die eine Proportionalität zwischen Senderantennenstrom und Empfangsantennen schon zerstören würden. Um diese Frage zu entscheiden

sandte Station Brant Rock mit variierender Stärke bei einer Wellenlänge von 3750 m. Die Zeichen wurden aufgenommen mit einer Antenne beim Bureau of Standards in Washington 380 Meilen entfernt. Die Empfangsantenne war von der Harfenform, 180 Fuß hoch oben, 40 Fuß hoch unten, und 18 Fuß breit mit 8 Drähten. Die Kapazität betrug annähernd 0,0012 MF. Ein Kupferkies-Rotzink = Gleichrichter mit einem empfindlichen Galvanometer war mit einem abgestimmten Sekundärkreis verbunden, der mit der Antenneninduktionsspule so gekoppelt war, daß maximale Ablenkung erreicht wurde (vgl. Kreis *A* in Fig. 1).

Fig. 11.

Die Resultate sind in der Kurve von Fig. 11 wiedergegeben. Die Galvanometer-Ablenkungen sind proportional dem Quadrat der Strömung; es werden also die Quadratwurzeln der Ablenkungen ausgedrückt in Mikroamperes der empfangenen Antennenströme mit den Senderantennenströmen in Brant Rock verglichen.

Die Proportionalität ist ziemlich gut. Es ist möglich, daß in den Veränderungen der Einstellung der Kreise in Brant Rock die Abstimmung etwas gestört wurde, oder daß die Änderung der Koppelung in Brant Rock eine Änderung der Dämpfung der Wellen hervorrief, die durch eine Änderung in der Koppelung in Washington nicht kompensiert wurde. Einige wenige Beobachtungen wurden in Brant Rock mit Zeichen von der Birmingham gemacht, als sie nach Newport kam, bei beiden Wellenlängen 1000 m und 3750 m. Aus diesen wurde

geschlossen, daß keine ausgesprochene Überladung der Senderantenne bestand, wenn auch schwache Anzeichen dafür bei der 3750 m Welle vorhanden zu sein schienen.

Die Wirkung der Antennenhöhe und Wellenlänge für Sender und Empfänger.

Die Versuche wurden in Plymouth, 11 Meilen von Brant Rock ausgeführt mit einer Schiffsantenne, die zwischen zwei Stahlmasten ausgespannt war, um möglichst genau die Bedingungen an Schiffbord zu realisieren; die Plymouth-Antenne hatte eine Länge von 110 Fuß und bestand aus 11 Drähten je in einem Abstand von 2 Fuß voneinander. Die Kapazität betrug ungefähr 0,001 MF. Die Plymouth-Station war ausgerüstet mit einem 2 KW.-Generator von 500 Perioden und Fessenden-Sender; Station Brant Rock war etwas stärker. Die Ströme wurden an beiden Stationen vermittels 15 ohmiger Thermoelemente mit Galvanometer, wie vorher beschrieben, gemessen. Die Versuche wurden durch meine Assistenten begonnen aber beendet durch L. Cohen von der National Electric Signalling Co.

Sender.

Tabelle 12 gibt die Resultate von L. Cohen und seinen Assistenten. wobei in Plymouth gegeben und in Brant Rock empfangen wurde. Die Ablenkungen des Galvanometers in Verbindung mit dem Thermoelement sind proportional dem Quadrat des Stromes, so daß die Quadratwurzeln aus diesen Ablenkungen als proportional dem Strom selbst genommen sind. Die Ablenkungen sind in willkürlichen Einheiten ausgedrückt. Zum Vergleich werden die Quadratwurzeln aus den Ablenkungen auf einen gleichförmigen Senderantennenstrom reduziert. Diese Werte befinden sich unter I_R in der vorletzten Kolonne, während die letzte Kolonne diesen Wert durch die Höhe angibt.

Obwohl beträchtliche Schwankung in den Werten dieser Kolonne besteht ist dieselbe doch ersichtlich nicht systematisch, und für die individuelle Wellenlängen müssen wir erwägen, daß die empfangene Strömung proportional der Höhe der Senderantenne ist. Die Empfangsantenne war vermittels einer variablen Selbstinduktion in Reihe mit dem Thermoelement abgestimmt.

In dem letzten Abschnitte von Tabelle 12 zeigen die Resultate die Schwankung mit der Wellenlänge, und in diesem Falle ist der äquivalente Empfangsstrom multipliziert mit der Wellenlänge; dies

Tabelle 12.

Plymouth empfangen in Brant Rock.

$\lambda = 3900$ m

Antenne Plymouth h Fuß	I_s Amp.	Ablenkung Empfänger D	$I_R = \sqrt{D}$ reduz. auf $I_s = 4.7$ A.	$\frac{I_R}{h}$
80	4,7	62,3	7,9	0 099
70	4,6	34	5.95	0,0[illegible]5
60	4,7	30,3	5,5	0,092
50	4,85	24,1	4,76	0,095
40	4,9	15,6	3,79	0,095
30	5,1	7,4	2,51	0.084

$\lambda = 1585$ m[1])

h Fuß	I_s Amp.	D	I_R ($I_s = 5.5$ Amp.	$\frac{I_R}{h}$
70	5,5	292	17,1	0,244
60	5,5	198	14,1	0.235
50	5,65	110,7	10,2	0,204
40	6,05	84	8,32	0,207
30	6,3	62	6,88	0,229

$h = 80$ Fuß

35 Ohm hinzugefügt zu empfangender Antenne

λ m	I_s Amp.	D	I_R ($I_s = 4{,}2$ Amp.	$I_R \times \lambda$
3900	4,2	4,0	2,0	7800
2980	4,5	8,3	2,69	8030
2400	4,75	13,6	3,26	7830
1985	5,1	26,3	4,22	8400

Produkt ist ersichtlich nahezu konstant. Es wurden 45 Ohm in die Empfangsantenne eingeschaltet, um die Änderungen im Widerstand der Selbstinduktion während der Abstimmung unwesentlich zu machen. Diese Tabelle zeigt, daß der empfangene Antennenstrom proportional der Höhe der Senderantenne und umgekehrt proportional der Wellenlänge ist.

Empfänger.

Tabelle 13 gibt ähnliche Daten für die Plymouth-Antenne als Empfänger und Brant Rock als Sender; sie zeigt, daß dieselbe Be-

1) Kürzere Wellenlänge wurden nicht benutzt wegen der langen Eigenwellenlängen der Brant Rock-Station.

Tabelle 13.
Brant Rock empfangen in Plymouth.

$\lambda = 4000$ m

Antenne Plymouth h Fuß	I_s Amp.	Ablenkung Empfänger D	$I_R = \sqrt{D}$ reduz. auf $I_s = 7{,}0$ Amp.	$\frac{I_R}{h}$
80	7,0	8,4	2,90	0,0362
70	10,0	12,4	2,46	0,0352
60	9,4	8,0	2,10	0,0350
50	9,75	6,0	1,76	0,0352

$\lambda = 1980$

h Fuß	I_s Amp.	D	I_R ($I_s = 7{,}4$ Amp.)	$\frac{I_R}{h}$
80	7,4	26,0	5,1	0,0637
70	7,6	24,0	4,77	0,0682
60	11,1	41,1	4,28	0,0713
50	10,9	22,6	3,22	0,0644
40	10,4	15,6	2,80	0,0700

$h = 70$ Fuß
35 Ohm hinzugefügt zur Empfangsantenne

λ m	I_s Amp.	D	I_R ($I_s = 10$ Amp.	$I_s \times \lambda$
4000	10,0	4,3	2,07	8300
3550	9,1	4,8	2,41	8560
2980	8,6	6,0	2,85	8500
2510	9,9	12,9	3,63	9110
1984	7,6	10,0	4,16	8240

ziehung besteht für Senden wie Empfangen, d. h. für eine konstante Höhe der Senderantenne und konstanten Strom ist der Empfangsstrom proportional der Höhe der Empfangsantenne und umgekehrt proportional der Wellenlänge [1]).

Während es also scheint, daß die Senden- und Empfangsbeziehungen für eine Schiffsantenne reziprok sind, ist dies offenbar nicht der Fall für eine Schirmantenne. Es ist ersichtlich aus den Beobachtungen, daß die Zeichen von den Kreuzern, die mit 10 KW. geben, in Brant Rock mit fast derselben Stärke empfangen wurden wie diejenige, mit

1) Dies gilt nicht streng für den Fall, wo der Strahlungswiderstand der Empfangsantenne vergleichbar ist mit dem übrigen Antennenwiderstand (vgl. R Rüdenberg, Ann. Phys. **25**, 446, 1908).

welcher die Zeichen von Brant Rock, gegeben mit 60 KW., auf den Kreuzern empfangen wurden.

Aus einem Vergleich der Stärke der Sender- und Empfangsströme scheint es, daß die Schirmantenne in Brant Rock zum Senden nur äquivalent einer Schiffsantenne von 170 Fuß Höhe ist, was nicht weit von der Höhe des unteren Endes des Schirmes ist, während für den Empfang ihre äquivalente Höhe viel größer ist. Einige wenige Versuche wurden auch gemacht mit einer Schirmantenne und einer Schiffsantenne in Plymouth, die ebenfalls zeigten, daß erstere ein besserer Empfänger als Sender ist.

Durch Vereinigung der experimentellen Daten enthalten in den letzten zwei Tabellen mit denjenigen aus den Versuchen mit den Kreuzern können wir eine Gleichung niederschreiben, welche umfaßt den normalen Tag-Empfangsstrom über Meerwasser bei 25 Ohm für zwei Stationen mit Schiffsantennen von beliebiger Höhe, mit irgend einem Wert des Senderstroms und der Wellenlänge, vorausgesetzt, daß die Koppelung derartig ist, um eine einzige Welle zu liefern. Wir können schreiben:

$$I_R = 4{,}25 \frac{I_s h_1 h_2}{\lambda d} e^{-\frac{\alpha d}{\sqrt{\lambda}}} \quad (3)$$ [1]

wo bedeuten: I_R den Strom, empfangen über 25 Ohm Widerstand, I_S den Senderstrom, h_1 die Höhe der einen Antenne, h_2 diejenige der anderen, d die Entfernung zwischen den Stationen und λ die Wellenlänge, wobei alle Längen in Kilometer und die Ströme in Ampere zu nehmen sind. Es ist α der Absorptionskoeffizient, der in unseren Versuchen gleich 0,0015 gefunden wurde. Ausdruck $e^{-\frac{\alpha d}{\sqrt{\lambda}}}$ entspricht in Form dem Hertzschen Ausdruck für die elektromotorische Kraft in einem vertikalen Resonator in einiger Entfernung vom Oszillator.

In unserer Formel bezieht sich die Konstante 4,25 strikte nur auf Schiffsantennen mit denselben Verlusten im Senden und Empfangen wie solche bei den Antennen der Kreuzer gefunden wurden. Auf anderen Schiffen kann wahrscheinlich der Wert der Konstanten um soviel als 30 % unter gewöhnlichen Umständen variieren. Dieser Unterschied macht jedoch nicht viel für die Reichweite aus, wenn er auch für kurze Entfernungen eine beträchtliche Verschiedenheit in der

1) Hiernach erscheint es ratsam die Station nach der Größe des Antennenstroms zu taxieren oder vielleicht besser noch nach dem Produkt aus Strom und Antennenhöhe.

Lautheit der Zeichen ergeben würde. Um die Schwankung der Reichweite mit verschiedenen Antennenströmen zu zeigen ist Tabelle 14 aufgestellt, die die Reichweite zwischen zwei Schiffsantennen 130 Fuß hoch bei einer Wellenlänge von 1000 m für verschiedene Werte des Senderantennenstromes zeigt unter der Annahme, daß $40 \cdot 10^{-6}$ Amp. für gute Verbindung ausreicht. Ein Viertel des angegebenen Stromes würde wahrscheinlich hörbare Signale unter günstigen Bedingungen erzeugen. Die Tabelle läßt erkennen wie außerordentlich langsam die Reichweite wächst mit wachsendem Senderstrom. Ein Anwachsen des Stromes von 30 bis 60 Amp. erhöht die Reichweite nur von 565 auf 725 Meilen, während selbst mit 10 Amp., entsprechend einer mäßig großen 2 KW.-Station, 345 Meilen leicht erreicht werden.

Tabelle 14.

Berechnete Beziehung zwischen Antennenstrom und Entfernung für zwei Schiffe mit Antennenhöhe 130 Fuß.

$\lambda = 1000$ m.

Antennestrom I_s	Entfernung $40 \cdot 10^{-6}$ Amp.		Größte Entfernung für Hörbarkeit der Zeichen $10 \cdot 10^{-6}$ Amp.	
	Tag	Nacht (keine Absorpt.)	Tag	Nacht (keine Absorpt.)
Amp.	Meilen	Meilen	Meilen	Meilen
1	75	90	200	360
2	135	180	300	720
3	180	270	375	1080
5	235	450	475	1800
7	280	630	550	2520
10	345	900	630	3600
15	420	1350	725	5400
20	475	1800	790	7200
25	525	2250	840	9000
30	565	2700	900	10800
40	630	3600	970	14400
50	685	4500	1025	18000
60	725	5400	1150	21600

In den Kolonnen 3 und 5 sind die Entfernungen gegeben, die erreichbar sind für reguläre Verbindung und Hörbarkeit der Zeichen unter der Annahme fehlender atmosphärischer Absorption d. h. die äußerste Reichweite bei Nacht[1]).

1) Unter Ausschluß der Möglichkeit der Wirkungen einer Reflexion in der oberen Atmosphäre.

Tabelle 15.

Sichere Betriebsentfernung und Senderstrom für zwei Stationen mit Schiffsantennen 450 Fuß hoch.

Seemeilen	λ = 1000 m Amp.	λ = 2500 m Amp.	λ = 3750 m Amp.	λ = 6000 m Amp.
1000	15	13,5	15	17
1250	38	27	27	30
1500	91	49	44	46
1756	200	95	77	74
2000	490	155	122	105
2250		245	200	160
2500		470	314	235
2750			500	335
3000			775	500

In Tabelle 15 ist die geschätzte Tagesreichweite von zwei großen Stationen mit Schiffsantennen 450 Fuß hoch für verschiedene Antennenströme und vier Wellenlängen wiedergegeben. Die Tabelle zeigt den großen Vorteil von langen Wellenlängen für sehr weit entfernte Stationen. Man sieht, daß für gute Verbindung auf 2500 Meilen Entfernung nicht weniger als 240 Amp.[1]) nötig sind bei einer Wellenlänge von 6000 m, obwohl ein Viertel hiervon zur Hörbarkeit der Zeichen noch hinreichte.

Um leicht die wahrscheinliche betriebssichere Tagesreichweite für verschiedene Senderströme, Masthöhen und Wellenlängen nach Gleichung (3) zu berechnen, sind Tabellen 16 und 16 A aufgestellt. Tabelle 16 gibt den Strom, der für den Empfang zu erwarten ist über 25 Ohm für eine Antennenhöhe an beiden Stationen von 130 Fuß und einem Senderantennenstrom von 30 Amp. Tabelle 16 A zeigt den Senderstrom, der erforderlich sein wird für verschiedene Höhen der Sender- und Empfängerantennen h_1 und h_2, um die Werte der empfangenen Ströme nach Tabelle 16 zu erhalten. Um den Strom zu bestimmen, der empfangen wird für irgend eine Antennenhöhe, Wellenlänge und Entfernung bei einem gegebenen Senderstrom, multipliziert man den Wert nach Tabelle 16 für gegebene Entfernung

1) Aus Versuchen an Marconis transatlantischen Stationen würde es möglich erscheinen, daß für den gleichen Antennenstrom die Entfernungen in der Tabelle mit einer kleinen Antenne erreicht werden können, wenn geknickte Antennen angewendet werden.

Tabelle 16.

Ströme in Mikroampere empfangen über 25 Ohm für einen Senderstrom von 30 Ampere und Sender- und Empfänger-Schiffsantennen von 130 Fuß Höhe, über Meerwasser.

[berechnet nach Gleichung (3).]

Seemeilen	d km	λ = 300 m, $K = 6{,}67 \cdot 10^5$		λ = 600 m, $K = 3{,}33 \cdot 10^5$		λ = 1000 m, $K = 2 \cdot 10^5$		λ = 1500 m, $K = 1{,}33 \cdot 10^5$		λ = 2500 m, $K = 8 \cdot 10^4$		λ = 3750 m, $K = 5{,}33 \cdot 10^4$		λ = 6000 m, $K = 3{,}33 \cdot 10^4$	
		$\frac{K}{d}$	I_R	$\frac{K}{d}$	I_R	$\frac{K}{d}$	I_R	$\frac{K}{d}$	I_R	$\frac{K}{d}$	I_R	$\frac{K}{d}$	I_R	$\frac{K}{d}$	I_R
20	37	18000	16300	9000	8350	5400	5100	3590	3430	2160	2080	1440	1400	900	880
50	92,5	7200	5600	3600	3020	2160	1880	1435	1282	864	790	576	536	360	340
100	185	3600	2170	1800	1270	1080	817	720	573	431	361	280	249	180	161
200	370	1800	650	900	433	540	310	359	228	216	152	144	108	90	71,8
300	556	1200	263	600	205	360	156	240	122	144	85	96	62,4	60	42,7
400	740	900	116	450	107	270	89	180	73	108	53,6	72	40,8	45	28,6
500	925	720	55,4	360	60,2	216	53,8	144	46,3	86,4	35,9	57,6	28,2	36	20,5
600	1110	600	27,6	300	34,8	180	34,2	120	31,1	72	25,3	48	20,4	30	15,2
800	1480	450	7,72	225	12,8	135	14,7	90	14,8	54	13,1	36	11,5	22,5	9,06
1000	1850	360	2,27	180	4,97	108	6,7	72	7,5	43,1	7,42	28,8	6,77	18	5,80
1200	2220	300	0,66	150	2,0	90	3,24	60	3,95	36	4,36	24	4,34	15	3,89
1500	2780	240	0,12	120	0,54	72	1,10	48	1,58	28,8	2,04	19,2	2,25	12	2,18
2000	3700	180	0,0081	90	0,069	54	0,205	36	0,385	21,6	0,64	14,4	0,817	9	0,928
2500	4630	144	....	72	0,0086	43,2	0,038	24,8	0,098	17,3	0,213	11,5	0,318	7,2	0,418
3000	5560	120	....	60	0,0010	36	0,0079	24	0,031	14,4	0,073	9,1	0,129	6,0	0,198

und Wellenlänge mit dem gegebenen Strom, dividiert durch den Wert von I_s in Tabelle 16A für die gegebenen Antennenhöhen[1]).

In Tabelle 16 kann angenommen werden, daß $40 \cdot 10^{-6}$ Amp. gute Verbindung sichert und daß bei $10 \cdot 10^{-6}$ Amp. die Zeichen noch gerade hörbar sind.

Tabelle 16A.

Senderströme erforderlich um Empfangsströme nach Tabelle 16 für verschiedene Antennenhöhen zu erzeugen.

$h_1 = h_2$	I_s	$h_1 = 450$ Fuß		$h_1 = 200$ Fuß		$h_1 = 130$ Fuß		$h_1 = 100$ Fuß	
		h_2	I_s	h_2	I_s	h_2	I_s	h_2	I_s
Fuß	Amp.	Fuß	Amp.	Fuß	Amp.	Fuß	Amp.	Fuß	Amp.
32,5	480	32,5	34,5	32,5	78	32,5	120	32,5	156
65	120	65	17,3	65	39	65	60	65	78
100	51	100	11,3	100	25,3	100	39	130	39
130	30	130	8,7	130	19,5	160	24,4	160	31,8
160	19,8	160	7,1	160	15,8	200	19,5	200	25,4
200	12,7	200	5 6	300	8,5	300	13	300	16,9
300	5,66	300	3,76	450	5,65	450	8,7	450	11,3
450	2,5								

1) Beispiel: Wenn $h_1 = 200$ Fuß, $h_2 = 130$ Fuß, $\lambda = 600$ m, Entfernung 500 Meilen, und $I_s = 12$ Amp., dann wird $I_R = 60{,}2 \cdot \frac{12}{19{,}5} = 37 \cdot 10^{-6}$ Amp. Es ist zu wünschen, daß die Radiostationen nach meinen Tabellen die Angaben nachprüfen lassen. Gewöhnlich besitzt jede Radiostation ein Meßinstrument, um den Strom in der Antenne zu messen. Wenn dies mit einem Shunt benutzt wird, so kann der Multiplikator des Shunts für die gegebene Frequenz leicht erhalten werden durch Verbindung eines gleichen nichtgeshunteten Hitzdrahtstrommessers in der Antenne in Serie mit dem regulären Instrument und durch Senden mit reduzierter Stärke, so daß die Nadel des nichtgeshunteten Strommessers gerade noch auf der Skala bleibt. Das Verhältnis der Ablesungen beider Instrumente gibt dann den Multiplikator. Wenn nun ein Instrument zur Hand ist, so kann eine annähernde Kalibrierung erhalten werden durch Senden mit reduzierter Stärke und Beobachtung der Ablesung des Instrumentes ohne und dann mit Shunt, natürlich mit der gleichen Wellenlänge, wie im regulären Betrieb benutzt. Die Reichweite für gute Tagesverbindung mit einer anderen Schiffsantenne bekannter Höhe über Seewasser kann verglichen werden mit den Werten in der Tabelle für gegebene Wellenlänge, Entfernung und Sendestrom, vorausgesetzt, daß nur eine Welle ausgestrahlt wird. Wenn die Gleichung korrekt ist, sollen die Tabellen einen Strom von 20 bis 40 Mikroampere angeben.

Andere Beobachtungen.

Ähnliche Beobachtungen wurden angestellt zwischen Brant Rock und den zwei Kreuzern während Dezember 1909 und zwischen Brant Rock und der Birmingham im März und Mai 1910. Diese Beob-

Torpedoboote, Durchschnittsresultate, Nov. 1910.

Fig. 12.

achtungen, die weniger genau und befriedigend sind als die schon angegebenen, zeigen denselben Wert des Absorptionskoeffizienten innerhalb des Fehlerbereichs der Beobachtungen.

Um die Gültigkeit der Gleichung (3) für kurze Wellenlängen und

niedrige Antennen zu prüfen, wurden Versuche mit den Torpedobooten Shingham und Baley im November 1910 ausgeführt. Die Wellenlänge betrug ungefähr 300 m und die mittlere Antennenhöhe der Boote über Wasser war 37,5 Fuß (11,5 m). Messungen wurden bis auf 155 Meilen Entfernung durchgeführt, und die Abweichung zwischen berechneten und beobachteten Werten lag durchaus im Bereich der Beobachtungsfehler (vgl. Fig. 12). E.

(Eingesandt 1. Juni 1911.)

Frequenzmesser, Ohmmeter mit zwei Zeigern, System Ferrié und Carpentier.

(Bull. de la Soc. Int. des Electriciens **10**, 1910 u. La Lum. él. **32** [XII], 427, 1910.)

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 19 1911 folgendes Referat:

„Das Prinzip aller einfachen Zeigerinstrumente setzt voraus, daß sich die zu messende Größe darstellen läßt als Funktion einer einzigen Variablen, welche die Größe des Zeigerausschlages bestimmt; die Skala derartiger Instrumente ist linear. Demgegenüber berichtet nach dem vorstehenden Aufsatz Herr L. Joly der Akademie der Wissenschaften zu Paris über eine Instrumentengattung mit zwei Zeigern, welche zur Messung solcher Größen geeignet ist, die sich nur als Funktion zweier Variablen darstellen lassen, und deren Skala demnach zweidimensional ist, die nach den Angaben von Ferrié durch die Firma M. Carpentier hergestellt werden.

Es sei die zu messende Größe x darstellbar durch die Gleichung

$$x = f(y, z)$$

so bringt Ferrié in einem Gehäuse zwei Instrumente an, von denen das eine die Größe y, das andere die Größe z mißt, und deren Zeiger über ein und dieselbe Ebene dicht übereinander schwingen. Es ist dann jeder Punkt dieser Ebene bestimmt durch zwei Koordinaten, als welche die Ausschläge der beiden Instrumente gewählt werden können, also indirekt die Größen y und z. Verbindet man nun durch eine Schar von Kurven, alle die Punkte miteinander, für welche $f(y, z)$ gleiche Werte hat, so entspricht jeder Kurve ein bestimmter Wert von x. Beobachtet man demnach, auf welcher Kurve der Schnittpunkt beider Zeiger liegt, so kann man in dieser Weise die Größe x messen.

Es sei z. B.

$$x = a \cdot \frac{y}{z}$$

und es sei ferner

$$y = c_1 \cdot \alpha$$
$$z = c_2 \cdot \beta$$

wo α und β die Ausschläge der beiden Instrumente darstellen, so ist in Fig. 1 die Linie I der geometrische Ort für alle Punkte, für die $\alpha = \beta$ ist, also für den Wert

$$x = a \frac{c_1}{c_2}$$

wenn A und V die Punkte sind, um die sich die Zeiger der beiden Instrumente drehen.

Fig. 1.

Fig. 2.

Die Linie II ist der Ort für alle Punkte, für welche $\alpha = 2\beta$, die Linie III derjenige, für welche $2\alpha = \beta$ ist, es entsprechen demnach diese Linien den doppelten beziehungsweise halben Werten von x.

Dies Prinzip benutzt Carpentier zunächst zur Herstellung eines Frequenzmessers, in welchem zwei Hitzdrahtamperemeter nach Fig. 2 geschaltet sind. Der Stromkreis des einen Instrumentes hat den Widerstand R_1, der des zweiten Instrumentes den Widerstand R_2 und die Selbstinduktion L_2; sind die Netzspannung e, und die beiden Ströme i_1 und i_2, so gelten die Gleichungen

$$e = R_1 \cdot i_1 = i_2 \sqrt{R_2^2 + L_2^2 \omega^2}$$

wo

$$\omega = 2 \pi n$$

die Frequenz mißt. Daraus folgt

$$n = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{i_2 L_2} \sqrt{R_1^2 i_1^2 - R_2^2 i_2^2}$$

Es ist also die Frequenz n dargestellt als Funktion von i_1 und i_2. Ist e nur innerhalb gewisser Grenzen variabel, so können die zwei Amperemeter vorgespannte Federn erhalten, und die Frequenzskala kann ebenfalls als abgekürzte Skala ausgebildet werden.

Bemerkenswert ist, daß der Meßbereich je nach Wahl von R und L sehr verschieden gewählt werden kann, und Carpentier nach demselben Prinzip ein Instrument für sehr hohe Frequenzen herstellt, das demnach als Wellenmesser für drahtlose Telegraphie dienen kann, wohl das erste direkt zeigende Instrument dieser Art.

In derselben Weise baut die Firma Carpentier Ohmmeter, indem dieselbe das Ohmsche Gesetz

$$R = \frac{e}{i}$$

benutzt, und das eine Instrument als Voltmeter, das andere als Amperemeter ausbildet. Das Ohmmeter kann in transportabler Ausführung mit Umschalter zur Schaltung mehrerer Meßbereiche versehen werden; der Umschalter ist so konstruiert, daß bei jedem Meßbereich der Spannungsverlust im Amperemeter beziehungsweise der Stromverlust im Voltmeter die Messung nicht stört, so daß ein und dasselbe Instrument für Widerstände von 0,02 Ohm bis 50 Megohm, also als Ohmmeter und Isolationsmesser benutzt werden kann. Mrt. (E.)

(Eingesandt 29. Juni 1911.)

Der Ursprung der atmosphärischen Störungen in der Radiotelegraphie.

Von **J. Erskin-Murray.**

Das gewitterige Wetter des letzten Sommers bot mir Gelegenheit, die Ursache des jedenfalls größten Teils der so unangenehmen atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie zu ermitteln. Die Beobachtungen wurden angestellt an einer kleinen Station in Bushey (bei London), die ich kürzlich zum Studium dieser Erscheinung installierte.

An einem Abend zog ein schweres Gewitter über der Station in der Richtung nach Nordosten, worauf der Himmel über uns wieder ganz klar wurde. Der Donner war bald nicht mehr hörbar, ein Zeichen, daß das Gewitter wenigstens 15—20 engl. Meilen entfernt

war, obwohl wir häufige Blitze in der Wolkenbank am Horizont noch beobachten konnten. Um 8 Uhr 45 begann ich mit der Beobachtung der Blitze und gleichzeitig der Zeichen im Telephonhörer des Empfängers. Absolut gleichzeitig mit jedem Blitz konnte man die bekannten Störungszeichen hören. Um 9 Uhr 45 waren zwei Blitze in schneller Aufeinanderfolge an derselben Stelle zu beobachten, eine bei Gewitter häufige Erscheinung; im Telephon hörte man genau entsprechend die zwei Zeichen. Etwas später erzeugte ein Blitz ein scharf kratzendes Geräusch im Telephon für einen merklichen Bruchteil einer Sekunde. Dieser Blitz bestand ohne Zweifel aus einer schnellen Aufeinanderfolge von partiellen Entladungen, die so schnell aufeinanderfolgten, daß sie dem Auge als Einzelblitze nicht unterscheidbar waren.

Im ganzen beobachtete ich 40 bis 50 Blitze an diesem Abend.

Meine Schlußfolgerung ist nun die, daß jeder sichtbare Blitz ausnahmslos ein Störungszeichen hörbar machte, deren Charakter dem Charakter der Entladung entsprach, d. h. wir hörten ein einfaches oder doppeltes Knacken oder ein kurzes kratzendes oder rasselndes Geräusch.

Nachdem so festgestellt ist, daß jeder entfernte Blitz die Ursache eines Störungszeichens ist, ist es von Interesse die Zahl und Verteilung der Gewitter roh abzuschätzen, die erforderlich sind, die gelegentlich in Radiostationen beobachteten Zeichen zu erzeugen. An unserem Beobachtungsabend waren die Blitze nicht sehr häufig, aber es gibt ganz andere Fälle. Aus eigener Erfahrung kenne ich drei. Der erste war in Rouen im Tal der Seine. Der Donner rollte unablässig hier 43 Minuten. Während der ganzen Zeit regnete es nicht, aber der Himmel über mir und die Gebäude meiner Umgebung waren fast permanent aufgehellt durch die fast unaufhörlich sich folgenden Blitze. Der zweite Fall war in Firth of Clyde, wo über 900 Blitze in 3 Stunden gezählt wurden, also durchschnittlich über 5 Blitze pro Minute. Der dritte Fall war im Hochland von Perthshire. Hier donnerte es faktisch ohne Unterbrechung $2^1/_4$ Stunden lang und die Blitze waren fast so häufig wie bei dem Gewitter in Rouen. Ein einziges solches Gewitter innerhalb ein- bis zweitausend Meilen Entfernung ist deshalb allein hinreichend um die Störungszeichen, die an einer Radiostation oft stundenlang bemerkt werden, zu erzeugen, da ja, wie ich ermittelt habe, jeder Blitz ein Störungszeichen hervorruft.

Meteorologen ist es bekannt, daß im tropischen Westafrika durchschnittlich mehrere Gewitter pro Tag auftreten. Aus dieser Gegend muß also ein fast kontinuierlicher Strom von Störungszeichen kommen;

ihre Anzahl wird natürlich schwanken in Abhängigkeit von der Jahreszeit und täglichen Gewitterfrequenz sowie von der bekannten verschiedenen Leitfähigkeit der Atmosphäre für elektrische Wellen.

Aus den Spitzenentladungen an den Luftleitern mögen gelegentlich auch die langanhaltenden Störungszeichen resultieren; in Bushey, wo die Antenne sehr niedrig ist, konnten wir derartiges nicht beobachten.

Aus meinen Beobachtungen geht aber unzweifelhaft hervor, daß die gewöhnlichen Störungszeichen zurückzuführen sind auf elektrische Wellen, die von den Gewitterentladungen ausgesandt werden, da die Gleichzeitigkeit der Beobachtung des Blitzes und Störungszeichen durch denselben Beobachter mit absoluter Sicherheit festgestellt wurde.

Ich beabsichtige demnächst eine Station für gerichtete Radiotelegraphie einzurichten, um die Richtung der Gewitter zu ermitteln, die für beobachtbare Störungszeichen verantwortlich zu machen sind. Die zu erwartenden Resultate dürften nicht nur für die Radiotelegraphie sondern auch für die Meteorologie von Wert sein.

(Nach dem Englischen, Dr. E.)

(Eingesandt 2. Juni 1911.)

Wir entnehmen einer Diskussion (Electrician **67**, 66, **1911**) mit Herrn Taylor folgende treffende Ausführungen der Herren Bellini und Tosi.

Herr Taylor betrachtet den Fall eines Luftgebildes für gerichtete Radiotelegraphie von der Dreiecksform, erregt in seiner Grundschwingung. Die Dreiecksform ist nun eine spezielle Form der richtfähigen Luftleiter. Die ideale Form besteht aus zwei vertikalen Antennen, die in einer viertel Wellenlänge schwingen und um eine halbe Wellenlänge voneinander abstehen; unten sind sie durch einen horizontalen Leiter verbunden, durch welchen man sie erregen kann. Wenn die beiden Antennen näher zusammengebracht oder geneigt werden, so vermindert sich Strahlung und Reichweite; erst langsam, dann sehr schnell. Das ganze Luftgebilde schwingt nicht in seiner Grundschwingung sondern in der dritten Harmonischen. Man hat in der Tat drei Strombäuche und vier Potentialbäuche auf dem Luftleiter. Von der Strömung hängt bekanntlich die Fernwirkung ab. Wenn daher ein richtfähiges Luftgebilde in seiner Grundschwingung erregt wird, so befindet sich der wirkungsvollste Teil desselben — derjenige mit

dem Strombauch — im horizontalen Teil und die Strahlung des Luftgebildes ist sehr gering. Wir haben dieselben Umstände als wenn man die Wellenlänge einer gewöhnlichen Antenne durch Einfügung von Selbstindunktion vergrößert, die Reichweite wird kleiner mit wachsender Wellenlänge, weil der Strombauch mehr und mehr in die nichtstrahlende Selbstinduktionsspule verlegt wird. Wenn aber die gleiche Antenne in der dritten Harmonischen erregt wird, so daß zwei Strombäuche am unteren Ende des vertikalen oder geneigten Teile auftreten, so wird die Reichweite ein Maximum. Wenn Herr Taylor unsere diesbezüglichen Versuche und Feststellungen gekannt hätte, würde er nicht zu dem falschen Schluß gekommen sein, daß richtfähige Luftgebilde nur für kurze Entfernungen vorteilhaft wären. Wir haben eine Serie von wichtigen Vergleichsversuchen angestellt zwischen einem richtfähigen Luftleiter, der, erregt in der dritten Harmonischen, eine Wellenlänge von 300 m hatte und einem gewöhnlichen äquivalenten Luftleiter von derselben Wellenlänge. Die Messungen wurden ausgeführt mit einem Duddell-Thermogalvanometer in einer Entfernung von 10 Wellenlängen und ergaben ein Verhältnis von 5 : 1 für die Energieausstrahlungen der beiden Typen bei gleicher Primärenergie. Dr. Kiebitz ist unabhängig durch eine lange Versuchsreihe zu dem Resultat gelangt, daß die Reichweite der richtfähigen Luftleiter „mindestens gleich" derjenigen der gewöhnlichen Luftleiter sei.

Herr Taylors weiterer Einwand, daß das richtfähige Luftleitergebilde auf die Anwendung kleiner Wellen beschränkt sei, ist gleichfalls ungenau; denn Herr Taylor betrachtet nur ein solches Luftgebilde in fester Lage. Anstatt ein dreieckiges richtfähiges Luftgebilde, das von einem einzigen Mast getragen wird, anzuwenden, braucht er bloß ein solches zu benutzen, das besteht aus einem horizontalen Teil und zwei vertikalen Teilen, letztere von je einem Mast gehalten. Durch verschiedenen Abstand der Maste kann er dann jede Wellenlänge erreichen. Wir wollen hinzufügen, daß Herr Taylor mit einem einzigen Mast, der ein dreieckiges Luftleitergebilde von passenden Dimensionen und passend erregt trägt, leicht eine 600 m Welle ausstrahlen und zum mindesten die gleiche Reichweite erzielen könnte wie mit einer gewöhnlichen Antenne für gleiche Wellenlänge. So ist also auch vom Gesichtspunkte der Wellenlänge, welche ausgesandt werden kann, das richtfähige Luftleitergebilde mindestens dem gewöhnlichen Luftleiter ebenbürtig.

In einer Zusammenfassung kommt Herr Taylor zu folgenden drei **unrichtigen** Ergebnissen über richtfähige Luftleiter: 1. Ver-

kleinerte Reichweite, 2. Unmöglichkeit der Anordnung einer großen Wellenlänge, 3. Benutzung beschränkt auf zwei Stationen, die ausschließlich unter sich verkehren.

Die beiden ersten Punkte haben wir in vorstehenden Ausführungen etwa widerlegt. Was den dritten Punkt angeht, so ist auch der widerlegt, da unsere Luftgebilde aus mehreren richtfähigen Leitern bestehen, die in Verbindung mit unserem bekannten Radiogoniometer stehen, wodurch man nach jeder beliebigen Richtung nach Wunsch telegraphieren kann. Wir wenden übrigens jetzt anstatt nur 2 richtfähigen Luftgebilden im rechten Winkel zueinander ein Luftleitergebilde an bestehend aus 4, 6, 8 usw. Luftleitern, die Winkel von 45°, 30°, 22° 30′, usw. miteinander bilden und verbunden sind mit einem Radiogoniometer von 4, 6, 8 usw. festen Wickelungen, wodurch wir in der Lage sind, eine große Reichweite mit verkleinerten Luftleitern zu erzielen, weil wir die Wirkungen vieler Luftleiter zu einer einzigen resultierenden starken Strahlung vereinigen. E.

(Eingesandt 1. Juli 1911.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Empfangsschaltungen und -verfahren.

Das D. R. P. Nr. 221565 der C. Lorenz Aktiengesellschaft betrifft eine Empfangsschaltung, insbesondere für den Hörempfang kontinuierlicher Schwingungen, bei der ein Empfangsschwingungskreis (Resonanzkreis *a b* in Fig. 1) mit einer aus Kondensator (*d*) und Detektor (*c*) bestehenden Serienkombination und einem Tikker (*e*) mit Stromanzeiger (Telephon *f*) verbunden ist. Das Kennzeichen des Erfindungsgegenstandes besteht darin, daß der Tikker und Stromanzeiger von dem Kondensator *d* direkt abgezweigt ist. Ist nämlich der Unterbrecher mit dem Telephon, wie sonst üblich, vom Detektor abgezweigt, so liegt in dem Entladungskreis des Speicherkondensators noch eine Selbstinduktion, nämlich die des Empfangsschwingungskreises, und bei jedem Stromschluß des Unterbrechers ist der Detektor parallel zum Telephon geschaltet. Hieraus ergeben sich aber Nachteile, und diese sollen daher beim Gegenstande dieses Patentes dadurch vermieden werden, daß der

Tikker und Stromanzeiger von dem Kondensator (*d*) direkt abgezweigt ist.

Ein Empfangsverfahren für diskontinuierliche elektrische Schwingungen betrifft das D. R. P. Nr. 219996 der Gesellschaft für draht-

Fig. 1.

lose Telegraphie. Hierbei wird die in dem Empfangssystem (*S*) vorhandene Energie durch einen Gleichrichter (*a* in Fig. 2), bestehend aus einem integrierenden Detektor, welcher ohne hilfselektromotorische Kraft arbeitet, umgeformt und zur Ladung eines Kondensators (*b*) benutzt, der von Zeit zu Zeit über ein Telephon (*d*) oder ein ähnliches Indikationsinstrument mit Hilfe eines permanent arbeitenden Unterbrechers (*c*) entladen wird. Durch die Verwendung eines Gleichrichters in Gestalt eines integrierenden Detektors, der ohne hilfselektromotorische Kraft arbeitet, ist in diesem Falle der Entladungsweg für den Aufspeicherungskondensator durch den Detektor gesperrt, so daß sich dieser Kondensator in den Pausen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wellenzügen der diskontinuierlichen Schwingungen nicht entladen kann.

Fig. 2.

Zu diesem Patent ist unter der Nr. 232942 ein Zusatzpatent erteilt worden. In dem Hauptpatent ist auseinandergesetzt worden,

daß, wenn die Zahl der Unterbrechungen (am Unterbrecher *c* in Fig. 2) annähernd so groß ist wie die Sendeimpulszahl, Schwebungen entstehen. Dieser Übelstand soll nun nach diesem Zusatzpatent dadurch vermieden werden, daß der Kondensator *b* vergrößert wird, und zwar um so mehr, je niedriger die Impulszahl im Verhältnis zur Unterbrechungszahl ist. Hierdurch wird also erreicht, daß in dem Indikationsinstrument nur Impulse von der Periode des Unterbrechers wahrgenommen werden, während die Impulszahl des Senders nicht mehr wahrnehmbar ist.

Ein Verfahren zur Wahrnehmung elektrischer Impulse, die durch Mikrophonrelais verstärkt werden, betrifft das D. R. P. Nr. 225493 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Bei derartigen Mikrophon-

Fig. 3.

relaisschaltungen stellte sich bisher der Übelstand heraus, daß, wenn man die Impulse dadurch zur Wahrnehmung zu bringen versucht, daß man sie auf eine unmittelbar in den Mikrophonstromkreis eingeschaltete Anzeigevorrichtung, wie Siphonrekorder, Relais mit Glocke oder Morse o. dgl. einwirken ließ, eine störungsfreie Wahrnehmung auf diese Weise nicht zu erzielen ist, weil der Ruhestrom infolge von Ungleichmäßigkeiten am Mikrophonkontakt Schwankungen unterworfen ist, die die Empfindlichkeit der Anzeigeinstrumente nachteilig beeinflussen. Dieser Übelstand soll nur bei dem Gegenstande der Erfindung dadurch beseitigt werden, daß die Impulse des Mikrophonstromkreises zunächst durch Transformation in Wechselströme umgeformt und dann diese wieder durch einen geeigneten Gleichrichter in Gleichstromimpulse zurückverwandelt werden. Auf diese Weise kommen dann vom Ruhestrom befreite Gleichstromimpulse auf die Anzeigeapparate zur Wirkung, so daß ein sicherer Betrieb derselben erzielt wird. Die Schaltung ist in Fig. 3 dargestellt. Hierin bedeutet 1 das letzte Mikrophon-

relais zur Verstärkung der ankommenden Impulse; 2 ist der Mikrophonkontakt dieses Relais und 3 die Batterie des Stromkreises. In diesem Stromkreis ist die Primärspule des Transformators 4 eingeschaltet, dessen Sekundärspule wiederum in Hintereinanderschaltung mit dem Detektor 5 und dem Gleichstromrelais 6 einen Stromkreis bildet. Natürlich könnte hierbei auch ein sogenannter Spartransformator Verwendung finden. Das Relais 6 dient beispielsweise zum Öffnen und Schließen eines Morseschreibers 7. Parallel zu dem Relais ist der Kondensator 8 in den Transformatorstromkreis geschaltet. Die Wirkung dieser Anordnung ist folgende: In den durch die Batterie 3 mit Ruhestrom gespeisten Mikrophonstromkreis werden die zur Wahrnehmung zu bringenden Impulse durch den schwingenden Anker des Mikrophonrelais übertragen, wobei diese sich in bekannter Weise dem Ruhestrom überlagern. Durch den Transformator 4 werden die Impulse in Wechselströme umgeformt, die nun ihrerseits in dem Sekundärstromkreis einen Weg mit geringem Widerstand über den Kondensator 8 finden. Sie werden dabei durch den Detektor 5 gleichgerichtet, und diese Gleichstromimpulse sind es dann, welche nunmehr auf das Relais 6 mit Anzeige- oder Registrierapparat 7 zur Wirkung gelangen können.

Eine Anrufvorrichtung für drahtlose Nachrichtenübermittelung mittels Zeiger-Drehspulgalvanometer-Relais betrifft das D. R. P. Nr. 229218 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Bei derartigen Anrufvorrichtungen hatte man bisher versucht, entweder die Bewegung der Spulen des Relais unmittelbar zum Schließen eines Ortsstromkreises zu benutzen, oder den Zeiger ähnlich den registrierenden elektrischen Anzeigeapparaten periodisch zwischen zwei Backen festzuklemmen. Die erstere Ausführung hat sich wegen der überaus winzigen zur Verfügung stehenden Kraft nicht als brauchbar erwiesen. Die zweite Ausführungsform hat den Nachteil, daß das Festklemmen des Zeigers bei jeder Bewegung der Backen ohne Rücksicht auf die augenblickliche Lage der Spule geschieht, so daß der äußerst leichte Zeiger unverhältnismäßig starken mechanischen Beanspruchungen und Deformationen ausgesetzt ist.

Durch die Anrufvorrichtung nach D. R. P. Nr. 229218 sollen diese Nachteile vermieden werden, und zwar dadurch, daß das Zeiger-Drehspulengalvanometer-Relais eine neben dem Zeiger angeordnete Kontaktfläche und einen davon isolierten, sich dauernd bewegenden Teil besitzt, der, sobald sich die Galvanometerspule infolge eines Signales verstellt und der Zeiger dadurch zwischen die gegeneinander beweglichen Teile eingeführt wird, durch Anpressen des Zeigers einen

Ortsstromkreis schließt. Der dauernd bewegliche Teil ist dabei als ein mit Vorsprüngen versehenes Rad ausgebildet, das in einem Schlitz der Kontaktfläche eingreift. Zur Zurückführung des Zeigers ist ein drehbarer Arm vorgesehen.

Durch D. R. P. Nr. 231440 hat sich die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie einen Detektor für elektrische Schwingungen schützen lassen; von den beiden sich berührenden Elektroden (1 und 4 in Fig. 4) besteht die eine (1) aus einem kugelförmigen oder ähnlich gestalteten nachgiebigen Körper von sehr geringer Masse, der aus möglichst dünner Metallfolie, Drähtchen o. dgl. etwa durch Zusammenballen gebildet ist. Infolge dieser Ausbildung zeigt die Elektrode in sich eine große Nachgiebigkeit und ist von sehr geringer Masse, wodurch bewirkt wird, daß der Detektor gegen schädliche Beeinflussungen seiner Empfindlichkeit durch Temperaturschwankungen, Erschütterungen o. dgl. in hohem Grade unempfindlich wird. In der Zeichnung ist 1 die beispielsweise aus ganz dünnem Blattgold bestehende Elektrode; sie ist in einer Bohrung eines aus Kupfer o. dgl. bestehenden leitenden Körpers 2 gehalten und kann darin durch eine Schraube 3 verstellt werden. Die zweite Elektrode 4 wird beispielsweise durch eine Ringscheibe aus Molybdän o. dgl. gebildet, die auf einer leitenden Unterlage 5 in geeigneter Weise, etwa durch einen leitenden Kitt, befestigt ist. Zweckmäßig ist die Unterseite der Scheibe 4 zur Verringerung des Übergangswiderstandes verkupfert. Die Elektrode 4 und der Körper 2 sind durch eine isolierende Zwischenlage 6 aus Glimmer, Papier o. dgl. getrennt. An der Stelle der Bohrung ist die isolierende Zwischenlage durchlöchert, so daß die Elektrode 1 mit Hilfe der Schraube 3 durch diese Öffnung gepreßt werden kann, bis sie mit der Gegenelektrode 4 Kontakt bekommt. Der die Elektrode 1 haltende Körper 2 ist über einen im Körper 5 befestigten zentralen Bolzen 7 geschoben und wird durch eine Feder 8 gegen die Scheibe 4 gepreßt, wobei durch die Mutter 9 der Anpressungsdruck geregelt und durch Drehung des Körpers 2 um den Bolzen 7 die Elektrode 1 mit immer neuen Stellen der Elektrode 4 in Berührung gebracht werden kann;

Fig. 4.

hierdurch wird es ermöglicht, bei Störungen die Empfindlichkeit rasch wieder herstellen zu können.

Eine Schaltungsweise von Anrufsvorrichtungen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie betrifft das D. R. P. Nr. 229221 der C. Lorenz Aktiengesellschaft; die Kennzeichen der Erfindung bestehen darin, daß die Anrufsvorrichtung mit einem von dem Empfangsschwingungskreis unabhängigen besonderen Schwingungskreis verbunden ist, dessen Wellenlänge von dem Empfangsschwingungskreis verschieden ist. Hierdurch wird ermöglicht, daß jede beliebige Station in ähnlicher Weise angerufen werden kann, wie dies bei bestehenden Telephonverbindungen mit Drahtleitung möglich ist, ohne daß der Verkehr gestört wird.

Durch das D. R. P. Nr. 233152 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ist eine Empfangseinrichtung für drahtlose Nachrichtenübermittelung geschützt worden. Bei derartigen Anordnungen soll eine möglichst große Wellenskala und eine für jede Welleneinstellung annähernd gleichmäßig gute Energieausnützung durch den Detektor erzielt werden. Eine Einrichtung, die der erstgenannten Forderung entspricht, besteht darin, daß in den Empfangsluftdraht ein Variometer eingeschaltet und der Detektor von den Enden des Variometers abgezweigt wird. Diese Einrichtung arbeitet aber ungünstig bezüglich der Energieausnützung. Bei Einstellung des Variometers auf große Selbstinduktion verschwindet nämlich die Luftdrahtselbstinduktion gegenüber der des Variometers, und der Detektor erhält daher die gesamte Antennenspannung. Der Detektor ist aber bekanntlich ein Widerstand, folglich ist die Antenne durch den zu einer großen Selbstinduktion parallel geschalteten Widerstand stark gedämpft. Ist dagegen das Variometer auf die kleineren bis kleinsten Werte eingestellt, so kann es vorkommen, daß der Detektor zu wenig Energie erhält, wenn nämlich bei diesen Variometerstellungen die Luftdrahtselbstinduktion ins Gewicht fällt. Bei der den Gegenstand des D. R. P. Nr. 233152 bildenden Empfangseinrichtung erhält nun der Detektor bei jeder Welleneinstellung annähernd den gleichen Energiebetrag und zwar denjenigen, der für seine Wirkung am günstigsten ist. Dies wird dadurch herbeigeführt, daß der Detektor von Teilen der Variometerspulen abgezweigt wird, so daß das Verhältnis der Gesamtselbstinduktion des Variometers zu der Selbstinduktion, von der der Detektor abgezweigt ist, für alle Variometerstellungen annähernd konstant bleibt. Diese Anordnung ist in Fig. 5 schematisch dargestellt. Die Antenne 1 ist über das Variometer mit den beiden Spulen 2, 2 mit der Erde 3

oder einem Gegengewicht verbunden. Die beiden Variometerspulen 2, 2 haben Hilfsanschlüsse 4, 5, 6 bzw. 4′, 5′, 6′ und mit einem Paar derselben ist der Detektor 7 (Fig. 5) mit Indikationsinstrument, z. B. einem Blockkondensator 8 mit parallel geschalteten Telephon 9 verbunden. Das Verhältnis der Selbstinduktion der Abzweigungen zum gesamten Variometer ist so gewählt, daß für den Widerstand des Detektors und die gegebenen Antennenverhältnisse dem Detektor die günstigste Größe der Energiemenge zugeführt wird. Bei Veränderung des Variometers bleibt dann das Verhältnis der gesamten Selbstinduktion zu derjenigen, von welcher der Detektor abgezweigt wird, annähernd konstant, so daß bei irgend welchen Wellenveränderungen Korrekturen an der Koppelung eines Transformators o. dgl. nicht ausgeführt zu werden brauchen. Die vorgesehenen mehreren Anschlüsse haben den Zweck, für verschiedene Antennen wie für verschiedene Empfänger mit verschiedener Dämpfung die günstigste Energieverteilung herbeizuführen. Um auch bei den kleineren Variometerstellungen gegebenenfalls eine genügende Energieabgabe an den Detektor zu erhalten, kann zwischen die beiden Variometerspulen oder an passender anderer Stelle des Schwingungskreises noch eine konstante Anfangsselbstinduktion eingeschaltet werden; diese ist natürlich so klein, daß sie für die größeren Variometerstellungen nichts ausmacht.

Fig. 5.

Ein Verfahren zur Übertragung tönender Signale mittels elektrischer Schwebungen betrifft das D. R. P. Nr. 227989 der C. Lorenz Aktiengesellschaft; bekannt sind in der Technik der drahtlosen Telegraphie Verfahren zur Übertragung tönender Signale, die darin bestehen, daß die durch die Interferenz zweier voneinander in ihrer Schwingungszahl abweichender Wellen entstehenden Schwebungen zur Übermittelung tönender Signale benutzt werden.

Die dem D. R. P. Nr. 227989 zugrunde liegende Erfindung bezweckt, durch Veränderung der Tonhöhe, die in einfachster Weise

durch Veränderung der Kapazität oder der Selbstinduktion einer der beiden für die Schwebungserregung erforderlichen Schwingungskreise erfolgen kann, eine telegraphische Übermittelung von solchen Signalen zu ermöglichen. Im Gegensatz zu den bekannten Verfahren tönt also das Empfangstelephon während der Übertragung von Nachrichten dauernd, nur ändert sich die Tonhöhe, den übertragenen Morsezeichen oder Signalen entsprechend. Vorteilhaft verwendet man für die Veränderung der Kapazität oder der Selbstinduktion einen Morseschlüssel an, der mit den die Veränderung der genannten Größen bewirkenden Apparaten entsprechend gekoppelt ist.

Ernst Ruhmer in Berlin hat ein D. R. P. Nr. 229222 erhalten auf ein Verfahren zur Übermittelung von Nachrichten mittels kontinuierlicher elektrischer Schwingungen. Die Signalgebung soll dabei durch einen Frequenzwechsel der Intensitätsschwankungen des Senders erfolgen. Ruhmer führt in dieser Patentschrift aus, daß bei den bisher bekannt gewordenen Verfahren zur drahtlosen Übermittelung von Nachrichten mittels Einrichtungen zur Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen, welche eine telephonische Aufnahme der Signale gestatten, die Signalgebung durch Intensitätsschwankungen oder Unterbrechungen der elektrischen Schwingungen des Senders erfolgt, wobei die Schwankungen bzw. Unterbrechungen akustisch hörbare Frequenz besitzen. Die Aufnahme der Zeichen erfolgt dementsprechend summerartig. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zeichen liegt eine Ruhepause. Die dem D. R. P. Nr. 229222 zugrunde liegende Erfindung betrifft im Gegensatz hierzu ein Verfahren, bei dem die Signalgebung durch einen Frequenzwechsel erfolgt. Im Gegensatz zu dem von Ruhmer als bekannt hingestellten Verfahren tönt also bei seiner Anordnung das Empfangstelephon während der Übertragung von Nachrichten dauernd, nur ändert sich die Tonhöhe den übertragenen Morsezeichen oder Signalen entsprechend. Ruhmer bezeichnet es als vorteilhaft, während der zur Zeichenübertragung nicht benutzten Zeiten (entsprechend den Pausen zwischen zwei Zeichen) mehrere Frequenzen nacheinander anzuwenden, um das Entziffern der übertragenen Signale durch Dritte zu erschweren. Die Aufnahme der Zeichen erfolgt unter Benutzung eines auf die Zeichenperiode abgestimmten Telephons, um von den zur Zeichenübertragung nicht benutzten Frequenzen nicht gestört zu werden.

(Eingesandt 25. Juli 1911.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Wir erhalten folgende Zuschrift:

„Das Technische Museum für Industrie und Gewerbe in Wien“ veröffentlicht soeben einen künstlerisch ausgestatteten Aufruf, dem wir entnehmen, daß das sechzigjährige Regierungsjubiläum Seiner Majestät des Kaisers Franz Josef I. der österreichischen Industrie den Anlaß bot, unter Mitwirkung des Staates und der Stadt Wien dieses neue Museum zu errichten. Das eine Fläche von 20000 Quadratmetern bedeckende Museumsgebäude, dessen Grundsteinlegung am 20. Juni erfolgte, wird sich nun bald gegenüber dem Schlosse Schönbrunn als ein dauerndes Denkmal des Monarchen erheben. Das Technische Museum soll die Entwickelung der industriellen und gewerblichen Arbeit und die Großtaten der Technik in geschichtlicher Reihenfolge aufzeigen, es will aber auch den technischen Leistungen unserer Zeit gerecht werden und durch periodische Fachausstellungen die Fortschritte auf diesem Gebiete fördern. Kein schweigendes Museum soll erstehen, sondern eine lebende, der Allgemeinheit gewidmete Bildungsstätte, die die wissenschaftlichen Voraussetzungen und die wirtschaftlichen Ziele der Technik laut verkündet. Ein ansehnlicher Sammlungsbestand ist bereits gesichert, denn die Einverleibung umfangreicher und wertvoller staatlicher Sammlungen, die bisher zerstreut angeordnet waren, steht unmittelbar bevor. Noch fehlen aber viele Glieder in der Kette der technischen Entwickelung. Deshalb ergeht an die Vertreter der technischen Wissenschaft, der Industrie und des Gewerbes der Ruf, an dem großen Werke mitzuarbeiten und ihm bei der Beschaffung und Auswahl der Museumsobjekte ihre Unterstützung angedeihen zu lassen. Alle Gegenstände, die die technische Arbeit in ihren Voraussetzungen, an ihren Mitteln und durch ihre Wirkungen zu verstehen lehren, sind als Sachspenden geeignet; hauptsächlich also: Werkzeuge, Maschinen, Apparate, Modelle, Werkstoffe, Arbeitsvorgänge, Enderzeugnisse, sowie überdies auch Pläne, Zeichnungen, Bücher, Abhandlungen, Bildnisse und Handschriften. Zur vorläufigen Aufbewahrung und Sichtung der einlangenden Sachspenden hat die Staatsverwaltung geräumige Hallen in der Rotunde im k. k. Prater bereitgestellt. Die Namen der Spender werden durch Aufschriften an ihren Widmungen und durch ein Gedenkbuch festgehalten. Nähere Aufschlüsse erteilt die Geschäftsstelle des Technischen Museums, Wien I, Ebendorferstraße Nr. 6. E.

(Eingesandt 1. Juli 1911.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

W. Nernst u. **A. Schoenflies,** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften. 6. vermehrte und verbesserte Auflage. Verlag R. Oldenbourg, München 1911. Geb. M. 14.—

Aus Natur- und Geisteswelt, Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen. Illustrierter Katalog 1811—1911. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig.

P. Lenard, Über Äther und Materie. Vortrag, gehalten in der Gesamtsitzung der Heidelberger Akademie der Wissenschaften am 4. Juli 1910. Zweite, ausführlichere und mit Zusätzen versehene Auflage. Carl Winters Universitätsbuchhandlung, Heidelberg 1911. M. 1.—

AEG-Zeitung, Juli 1911.

Franz Anderle, Lehr- und Handbuch für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Wien 1911. Selbstverlag des Verfassers. (Druck von Joh. Steinbock, Wien XVII/3, Hauptstraße 81.)

Franz Hack, Wahrscheinlichkeitsrechnung. Sammlung Göschen. Leipzig 1911. M. —.80

(Eingesandt 28. Juli 1911.)

Literaturverzeichnis.

Anderle, Franz, Lehr- und Handbuch für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Wien 1911.

Austin, L. W., Bull. Bur. of Standards Vol. 7, Nr. 3, 315, 1911. Some quantitative experiments in long distance radiotelegraphy.

— Bull. Bur. of Stand. 7, 301, 1911. Some experiments with coupled high frequency circuits.

— Bull. Bur. of Stand. 7, 295, 1911. The measurement of electrical oscillations in the receiving antenna.

Bellini, E. u. **Tosi, A.,** La Lum. él. **33** (Tome XIV), 227, 1911, Le compas azimutal hertzien.

Blake, F. C. u. **Ruppersberg, E. A.,** Phys. Rev. **32**, 449, 1911. On the free vibrations of a Lecher system, using a Blondlot oscillator.

du Bois, H. u. **Rubens, H.,** Verh. D. Phys. Ges. **13**, 431, 1911 und Ann. Phys. **35**, 243, 1911. Polarisation langwelliger Wärmestrahlung durch Hertzsche Drahtgitter.

Bonazzi, Ottavio, Rend. d. R. Acc. d. Lincei **19** (5a), 1910. L'induttanza per correnti alternate di un circuito comprendente ferro (vgl. Ref. in Ann. Phys. Beibl. **35**, 716, 1911).

Breisig, F., Elektrot. Ztschr. **32**, 558, 590, 1911. Über die Energieverteilung in Fernsprechkreisen.

Caudrelier, C., C. R. Tome **152**, 1758, 1911. Fréquence des oscillations électriques qui prennent naissance dans l'étincelle.

Guyau, A., La Lum. él. **33** (Tome XV, 2 Série), 13, 1911. Sur le rôle d'une self-induction et d'une capacité à la base d'une antenne.

Howe, G. W. O., Phys. Soc. London 24. III. 1911 (Chem. News **103**, 179, 1911; Nature **86**, 234, 1911; Electrician **67**, 8, 1911). Oscillatory currents in coupled circuits.

Jégou, Paul, Rev. Sc. Nr. 2 (2), 37, 1911. Détermination de l'heure et mesures des différences de longitude au moyen des signaux horaires et pendulaires Hertziens.

Ludewig, P., Phys. Ztschr. **12**, 604, 1911. Der Freiballon als Empfangsstation für drahtlose Telegraphie.

La Lumière Électrique 33 (Tome XIV), 404, 1911. Les postes militaires de télégraphie sans fil au Maroc.

Marconi, G., Electrical Eng. 9, VI, 1911. On the past, present and future of wireless telegraphy.

— Electrician **67**, 304, 1911. The origin of „atmospherics" in wireless telegraphy.

— Nature **86** (Nr. 2174), 600, 1911 u. Electrician **67**, 532, 1911. Radio-Telegraphy.

Miller, F., Journ. d. russ. physik.-chem. Ges. **43**, phys. T., 25, 1911 (russisch). Über einige Fälle von elektrischen Schwingungen in gekoppelten Kapazitätsketten.

Nagaoka, H., Proc. Tokyo Math. Phys. Soc. (2) **6**, 10, 1911. Note on hypergeometrical series for the mutual inductance of two parallel coaxial circles.

— Proc. Tok. Math. Phys. Soc. (2), **6**, 47, 1911. A table for facilitating the calculation of mutual inductance.

Nasmyth, G. W., Electrician **67**, 373, 463, 1911. Experiments in impact excitation (vgl. ebenda S. 553, F. J. Chambers).

Petrowsky, A., Ann. Phys. **35**, 189, 1911. Einige Bemerkungen über Strahlungsdekrement, wirksame Kapazität und Selbstinduktion einer Antenne.

Remmert, A., Journ. d. russ. phys. chem. Ges. **43**, phys. T., 43 1911 (russisch). Eine neue Methode zur Bestimmung der dynamischen Kapazität von ausstrahlenden Leitungen.

Reverchon, L., L'Électricien **31** (Tome 42, 2. Serie), 33, 1911. L'heure par la télégraphie sans fil.

Roschansky, D., Einfluß des Funkens auf die oszillatorische Kondensatorentladung (russisch). Petersburg 1911.

Rubens, H., s. du Bois, H.

Ruppersberg, E. A., s. Blake, F. C.

Schweuckenbecher, P., Helios **17**, 1313, 1911. Der Quecksilberdampf-Lichtbogen und seine Anwendungsgebiete.

Seibt, G., Ann. Phys. **35**, 191, 1911. Bemerkung zu der Arbeit des Herrn Karl Settnik: „Die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen mit rein metallischer Leitungsbahn bei Nebenschaltung von Antennen an die Funkenstrecke eines Oszillators.

Stone, Stone, John, Phys. Rev. **32**, 398, 1911. Maximum current in the secondary of a transformer.

Thurn, H., Blätter für Post u. Telegraphie Nr. 3, 1911. Die neuesten deutschen Systeme der drahtlosen Telephonie mittels elektrischer Wellen. — Deutsche Verkehrszeitung Nr. 23, 1911. Vielfachtelephonie.

Tissot, C., Electrician **67**, 333, 1911. The determination of longitude by radiotelegraphic time-signals.

Tosi, A., s. Bellini, E.

(Eingesandt 31. Juli 1911.)

Bücherbesprechungen.

P. Lenard, Über Äther und Materie. Vortrag gehalten in der Gesamtsitzung der Heidelberger Akademie der Wissenschaften am 4. Juni 1910. Zweite, ausführlichere und mit Zusätzen versehene Auflage (Carl Winters Universitätsbuchhandlung, Heidelberg 1911).

Es ist ja heutzutage Mode in der Physik geworden, die Weltätherhypothese als einen überwundenen Standpunkt zu betrachten wegen gewisser Konsequenzen der Relativitätstheorie, und man kaum eine Antrittsvorlesung neuer Dozenten, denen die Wandelbarkeit physikalischer Begriffe offenbar noch nicht in Fleisch und Blut übergegangen ist, besuchen, ohne mit der kategorischen Erklärung regaliert zu werden: „Es gibt keinen Weltäther". Da ist es denn geradezu eine Wohltat, einmal die Meinung eines Altmeisters der Experimentalphysik zu vernehmen, der an der Ätherhypothese festhält und mit seinen Ausführungen aus dem Herzen wohl der meisten experimentierenden Physiker spricht. Man muß sich doch darüber klar sein, daß nach den neuen Anschauungen der Relativitätstheorie die Wellen des Lichtes wie die die großen Wellen der Radiotelegraphie konstituierenden elektromagnetischen Felder nicht mehr als Zustände eines Mediums sondern als selbständige stoffliche Gebilde erscheinen müssen. Keine Substanz kann sich aber mit Lichtgeschwindigkeit bewegen; die dazu notwendige Energie müßte unendlich sein. In der Diskussion eines Vortrages in Zürich hierüber besonders interpelliert meinte Prof. Einstein, daß diese Lichtsubstanz ja nicht notwendig eine gewöhnliche Substanz sein müsse. Dann sieht man aber nicht recht ein, weshalb der Weltäther verabschiedet werden muß zugunsten einer neuen Substanz mit nicht weniger geheimnisvollen Eigenschaften. In der Tat zeigt Prof. Lenard in der vorliegenden Schrift, wie sich die Ätherhypothese durch die Annahme eines räumlich diskontinuierlichen bewegten, durchdringlichen Äthers sehr wohl noch behaupten kann.

Prof. Lenard beschließt seine Ausführung mit den Worten: „Ich glaube jetzt das Bild selbst, wie es mir am besten durchführbar erscheint, und auch seine Schwierigkeiten genügend entwickelt zu haben. Ich glaube nicht, daß die Schwierigkeiten uns abhalten können, das vorhandene Bild weiter zu entwickeln und zu pflegen, — denn dann würden wir auf jedes solche Bild und die mechanische Begreifbarkeit der Natur überhaupt verzichten. Ich glaube nicht, daß dies geschehen wird, auch dann nicht, wenn wir.

um die Mechanik des Äthers klar zu haben, neben oder hinter dem Äther und seinen Teilen noch einen anderen Äther sollten einführen müssen."

Die meisterschaft und formvollend abgefaßte Schrift ist soweit allgemeinverständlich, daß sie auch weiteren Kreisen verständlich sein dürfte, und ist derselben weiteste Verbreitung zu wünschen. E.

(Eingesandt 28. Juli 1911.)

Herm. Th. Simon, Der elektrische Lichtbogen. Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1911.

Diese Schrift ist eine erweiterte Darstellung eines Experimentalvortrages, den Verfasser, Prof. Simon (Göttingen), auf Wunsch des wissenschaftlichen Vereins zu Berlin gehalten hat, und behandelt allgemeinverständlich unsere heutige Kenntnis von der Natur des elektrischen Lichtbogens sowie von seiner Fähigkeit zur Erzeugung von Wärme, Licht und kontinuierlichen elektrischen Schwingungen. Das Studium der letzteren hat bekanntlich Verfasser zu gründlichen analytischen Untersuchungen Veranlassung gegeben und ihn dazu geführt, neben dem empirisch gefundenen Poulsen-Generator, eine eigene Methode auszubilden, die dann von der Telefunken-Gesellschaft adoptiert wurde. Die kleine Schrift ist nicht nur recht kompendiös sondern auch in einem flotten amüsanten Styl geschrieben, so daß sie in weitesten Kreisen Gefallen und Interesse erregen wird. E.

Wahrscheinlichkeitsrechnung von **Dr. Franz Hack,** Professor am Eberhard-Ludwigs-Gymnasium in Stuttgart. Mit 15 Figuren im Text. (Sammlung Göschen Nr. 508.) G. J. Göschensche Verlagshandlung in Leipzig. Preis in Leinwand gebunden M. —.80

Der in diesem Werkchen gegebene Abriß der Wahrscheinlichkeitsrechnung wendet sich in erster Linie an Studierende der Mathematik und Physik, der Geodäsie und Astronomie; aber auch angehende Versicherungsmathematiker und Statistiker werden ihre Bedürfnisse berücksichtigt finden. Einiges eignet sich für den Unterricht an höheren Schulen. Es sind die Ergebnisse in möglichst allgemein verständlicher Form ausgedrückt hingegen für die Beweisführung die Elemente der höheren Mathematik als bekannt vorausgesetzt. Die Darstellung wollte nicht nur den für die Entwickelung der Wahrscheinlichkeitsrechnung bedeutsamen, klassischen Problemen gerecht werden, sondern auch zu den praktischen Anwendungen auf Fehlertheorie und Statistik hinführen. Das kleine Werkchen bildet einen gehaltvollen Beitrag der bekannten empfehlenswerten Sammlung Göschen. E.

(Eingesandt 15. August 1911.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 5. 1911. Heft 2.

Über die Erdströme in der Nähe einer Sendeantenne für drahtlose Telegraphie.[1])

Von **Heinrich True.**

I. Einleitung.

Über die Frage nach der Mitwirkung der Erde bei der drahtlosen Telegraphie gibt es in der Literatur eine Reihe von Arbeiten sowohl theoretischer wie auch experimenteller Natur. Von den ersteren sind besonders zu erwähnen die Arbeiten von Uller[2]), Zenneck[3]), Hack[4]) und Sommerfeld[5]). Diese Untersuchungen beziehen sich auf Entfernungen vom Sender, die groß sind gegenüber der Wellenlänge der ausgesandten Schwingung und beschäftigen sich fast ausschließlich mit dem Vorgang der Ausbreitung der Wellen längs der als eben gedachten Erdoberfläche. Wesentlich experimenteller Art sind die Untersuchungen von Sachs[6]), K. E. F. Schmidt[7]) und Lodge und Muirhead[8]). In diesen Arbeiten wird vor allem auch über Versuche berichtet, bei denen statt des Erdanschlusses ein über dem Erdboden isoliert ausgespanntes Drahtnetz als Gegengewicht verwendet wurde. Das System für gerichtete drahtlose Telegraphie nach Marconi hat ebenfalls eine Anzahl von Arbeiten[9]) hervorgerufen, die den Einfluß der Erde als für die richtende Wirkung des geknickten Senders bestimmend heranziehen. Gemeinsam ist den experimentellen Arbeiten, daß bei

1) Gekürzte Inaugural-Dissertation (Göttingen).
2) K. Uller, Diss. Rost. 1903.
3) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 23, 1907.
4) F. Hack, Ann. d. Phys. 27, 1908.
5) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 28, 1909.
6) J. S. Sachs, Diss. Gießen 1905, Ann. d. Phys. 18, 1905.
7) K. E. F. Schmidt, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telephonie 2, S. 169.
8) O. Lodge und A. Muirhead, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telephonie 3, S. 1, 1909.
9) J. Zenneck, Phys. Ztschr. 9, 553, 1908; F. Kiebitz, Ann. d. Phys. 32, 941, 1910.

ihnen die äußere Konfiguration der Sende- (bzw. Empfangs-)anordnung und ihr Verhältnis zum Erdboden variiert wird, und aus Dämpfungs- und Empfangsmessungen Schlüsse auf die Vorteile bzw. Nachteile der jeweiligen Anordnung hinsichtlich der Reichweite gezogen werden.

In vorliegender Arbeit ist es auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. H. Th. Simon versucht worden, über die Vorgänge, die sich im Erdboden in der Nähe einer Antenne abspielen, durch eine systematische Untersuchung Aufschluß zu erhalten. Besonders interessierte

Fig. 1.

die Frage nach dem Verlauf der Stromlinien in der Erde, nach ihrer räumlichen Verteilung bei den verschiedenen Anordnungen des Sendegebildes und nach der Beeinflussung dieser Verteilung durch Grundwasser und Witterung. In der Literatur liegen über diese Fragen, soweit ich habe ermitteln können, keine Arbeiten vor.

Die Untersuchung wurde durchgeführt auf der dem unterzeichneten Institute angegliederten „radio-elektrischen Versuchsanstalt für Marine und Heer“ zu Göttingen. Diese Anstalt befindet sich rechts von der Bahnstrecke Frankfurt—Bebra—Göttingen außerhalb der Stadt am Leinefluß (siehe Fig. 1). Das eingezäunte Gelände besitzt die Form

eines gleichseitigen Dreiecks, dessen Seitenlänge 182 m beträgt. Das Erdreich besteht in seinen oberen Schichten aus sandigem Lehm, der in ca. 1,7 m Tiefe häufig moorige Einlagerungen zeigt. In ungefähr 1,5—1,6 m Tiefe unter der Erdoberfläche stößt man durchweg auf Grundwasser, wenn man vom Fußpunkt der Antenne nach der in Fig. 1 mit *A* bezeichneten Ecke des Dreiecks sich bewegt. Das ganze Gelände fällt sanft nach der Leine zu ab. Demgemäß liegt in den der Leine mehr benachbarten Teilen des Geländes der Grundwasserspiegel etwas näher an der Erdoberfläche.

Das Luftleitergebilde ist eine sogenannte Schirmantenne. Zwischen drei 80 m hohen Holzmasten, die auf den drei Transversalen des Ge-

A
B
C

Fig. 2.

ländedreiecks sich befinden, ist ein aus vielen Drähten bestehendes dreieckförmiges Drahtnetz ausgespannt, dessen 75 m lange Seiten den Seiten des Geländedreiecks parallel laufen (siehe Fig. 2). Von der Mitte dieses Netzes führen in 10 cm Abstand voneinander drei Litzendrähte (10 mm Durchmesser) herunter ins Stationsgebäude. Der Erdanschluß wird durch einen Zylinder aus kupfernem Streckmetall vermittelt, der einen Durchmesser von 24 m und eine Höhe von ca. 0,6 m besitzt und vertikal ins Grundwasser versenkt wurde. Die Grundschwingung dieses Systems beträgt etwa 960 m.

Für die Benutzung einer kapazitiven Erdung war ein Gegengewicht von der gleichen Größe und derselben Beschaffenheit wie die obere Antennenfläche vorhanden. Das Gegengewicht konnte in verschiedener Höhe über dem Erdboden zwischen den drei Masten ausgespannt werden.

II. Methode der Untersuchung und Apparate.

Wenn in der geerdeten Antenne oder der Antenne mit Gegengewicht Schwingungen erregt werden, so entstehen Ströme in dem leitenden Erdreich. Diese erzeugen im Erdboden Spannungsdifferenzen und die Größe der Spannungsdifferenz zwischen zwei Stellen C und D des Erdreichs ist ein Maß für die Stromdichte des zwischen C und D fließenden Stromes. Auf dieser Überlegung beruht die Methode der Untersuchung.

Die Messung der Spannungsdifferenzen wurde in der Weise ausgeführt, daß als Sonden zwei Bleiplatten ($20 \cdot 8 \cdot 0{,}2$ cm) in die Erde eingebettet wurden, an denen die Spannung angreift. Es wurde immer nur die horizontale Komponente der Spannungsdifferenz gemessen. Wegen der besonderen Verteilung der Stromdichte nach der Tiefe zu, die weiter unten eingehend erörtert wird, ließ sich die Vertikalkomponente der Spannungsdifferenz in der gleichen Weise nicht mit genügender Genauigkeit bestimmen.

Zwischen die in Erde eingebetteten Platten ist ein zu ebener Erde aufgebautes Duddellsches Thermogalvanometer mit einem Hitzdraht („Heater“[1]) von 8250 Ohm eingeschaltet. Zu beiden Seiten des Thermogalvanometers sind Kapazitäten von je 1 M. F. eingefügt, um einen durch die Einbettung der Platten in das feuchte Erdreich etwa entstehenden Gleichstrom vom Meßinstrument fernzuhalten. Die Stromempfindlichkeit des Meßinstrumentes betrug $31{,}8 \cdot 10^{-6}$ Amp. für 100 mm Ausschlag bei einem Skalenabstand von 1 m. Der Wattverbrauch des Instruments war für 100 mm Ausschlag also $8{,}3 \cdot 10^{-6}$ Watt.

Drei Fragen sind es, die hier diskutiert werden müssen:

1. Wie bestimmt sich aus den Angaben des Duddellschen Thermogalvanometers die an den Sonden angreifende Spannungsdifferenz?
2. Wird die gemessene Spannungsdifferenz praktisch durch den Leitungsstrom oder durch den Verschiebungsstrom in Erde bedingt?
3. Inwieweit sind aus den Messungen der Spannungsdifferenz Schlüsse auf die Stromverhältnisse zu ziehen.

Hinsichtlich der ersten Frage ist zu bemerken, daß, wenn der Widerstand des Meßkreises (siehe Fig. 3) zwischen den Sonden a und

1) J. Zenneck, Leitf. d. drahtl. Telegr., S. 70.

b ein rein Ohmscher Widerstand ist, sich bei allen Wellenlängen die an den Sonden angreifende Spannungsdifferenz als das Produkt aus dem durch das Galvanometer fließenden Strom und dem Meßkreiswiderstand bestimmt. In diesem Falle besteht keine Phasendifferenz zwischen dem im Meßinstrument fließenden Strom und dem Strom im Erdboden. Es ist daher zu prüfen, inwieweit das angenommen werden darf. Der Hitzdraht im Meßinstrument ist zunächst ein rein Ohmscher Widerstand von 8250 Ohm. Nun bringt der von der Fläche $cefg$ (siehe Fig. 3) umschlossene Induktionsfluß eine Selbstinduktion und damit eine Phasendifferenz hinein. Diese ist jedoch zu vernachlässigen, da $L\omega$ gegen w, den Hitzdrahtwiderstand, vollkommen verschwindet, wie die folgende kleine Rechnung zeigt: Für ein Rechteck mit den Seiten a und b und dem Drahtradius r ergibt sich[1]):

Fig. 3.

$$L = 4\left[a \log\text{nat} \frac{2ab}{r(a + \sqrt{a^2 + b^2})} + b \log\text{nat} \frac{2ab}{r(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + 2(\sqrt{a^2 + b^2} - a - b)\right] c \cdot g \cdot s$$

Für

$$a = 2 \text{ m}, \quad b = 0{,}25 \text{ m} \quad \text{und} \quad r = 0{,}5 \text{ mm}$$

folgt

$$L = 5{,}5 \cdot 10^{-6} \text{ Henry}$$

Gesamtwiderstand des Meßkreises z. B. bei $\lambda = 1000$ m ist:

$$W = \sqrt{w^2 + L^2\omega^2} = \sqrt{(8250)^2 + (10{,}4)^2}$$

Es soll hier schon darauf aufmerksam gemacht werden, daß in Wirklichkeit nicht der ganze in ac und gb fließende Strom durch das Meßinstrument geht, sondern daß ein allerdings sehr geringer Bruchteil als Verschiebungsstrom zwischen den Teilen ce und gf der Zuleitungsdrähte übergeht. Weiter unten wird näher auf die hierdurch an dem Produkt Hitzdrahtwiderstand mal Strom im Meßinstrument notwendig werdende geringe Korrektion eingegangen.

Durch das Hineinbringen der Sonden in das Erdstromfeld wird dieses eine Verzerrung erleiden. Es fragt sich daher, ob das Produkt aus Meßkreisstrom mal Meßkreiswiderstand wirklich den Wert der Spannungsdifferenz ergibt, die in Erde herrscht und die gemessen

1) J. Zenneck, Elektromagn. Schwingungen, Stuttgart 1905, S. 996.

werden soll. Wenn das der Fall ist, so muß unter sonst gleichen Versuchsbedingungen (gleicher Antennenstrom usf.) das Produkt aus Meßkreisstrom mal Meßkreiswiderstand konstant bleiben, wenn man den Meßkreiswiderstand in weiteren Grenzen variiert. Die Versuche ergaben, daß das Produkt tatsächlich einen konstanten Wert hat, wie einige Beispiele zeigen, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind:

λ = Wellenlänge in Meter; i_A = Antennenstrom; d_m = Sondenabstand; r_m = Entfernung vom Antennenfußpunkt in Meter; w = Meßkreiswiderstand; e = Spannungsdifferenz.

Tabelle 1.

System	λ	i_A	d_m	r_m	w Ø	10^{-8} ∇ e	°/₀
Geerdete Antenne (75 m hoch)	505	5	1	56,5	8250 20000	297 293	1
Antenne (75 m hoch) mit Gegengewicht (25 m hoch)	525	5	1	20	8250 26900	224 224	0
Antenne (75 m hoch) mit Gegengewicht (30 m hoch)	470	5	1	20	8250 26900	293 290	1

Die letzte Spalte der Tabelle gibt an, um wieviel Prozent die mit den verschiedenen Widerständen erhaltenen Werte des Spannungsgefälles voneinander abweichen.

Bei der Diskussion der zweiten Frage handelt es sich darum, zu entscheiden, ob die im Erdboden gemessene Spannungsdifferenz praktisch durch den Leitungsstrom oder durch den Verschiebungsstrom hervorgerufen wird, ob man also die gemessenen Spannungsdifferenzen als Ausdruck der im Erdboden fließenden Leitungsströme ansehen darf.

Nach der Maxwell-Hertzschen Theorie ergibt sich für das Leitvermögen eines Mediums, in dem sowohl Leitungsstrom wie Verschiebungsstrom auftreten kann, in $c \cdot g \cdot s$-Einheiten der Wert

$$\sum = \sqrt{\sigma^2 + \frac{\varepsilon^2 n^2}{4 c^4}} \qquad c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$$

Es sind nun von Zenneck Angaben[1]) gemacht worden, über das Leitvermögen σ und die Dielektrizitätskonstante ε von Bodenmaterial verschiedenen Nässegrades. Die Bestimmung von σ und ε hat Zenneck im Laboratorium mit schnellen Schwingungen vorgenommen. Zenneck fand z. B. für Gartenerde mit 19 % Feuchtigkeit ein Leitvermögen

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 23, 859, 1907.

$\sigma = 20 \cdot 10^{-14}$ und eine Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 8$. Setzt man diese Werte in die Formel für Σ ein, so ergibt sich bei einer Wellenlänge von 1000 m

$$\Sigma = \sqrt{4 \cdot 10^{-26} + \frac{64 \cdot 9 \cdot 10^{10}}{4 \cdot 81 \cdot 10^{40}}} = \sqrt{4 \cdot 10^{-26} + 1{,}7 \cdot 10^{-30}}$$

Das Glied $4 \cdot 10^{-26}$ unter dem Wurzelzeichen ist rund 10000 mal größer als $1{,}7 \cdot 10^{-30}$. Daraus folgt, daß der Verschiebungsstrom neben dem Leitungsstrom vollkommen verschwindet.

Die über dem Grundwasser befindlichen Schichten des untersuchten Bereiches der Erde haben ein Leitvermögen und eine Dielektrizitätskonstante von der gleichen Größenordnung wie in dem Beispiel der Gartenerde. Daher gilt auch für die vorliegende Untersuchung, daß der Verschiebungsstrom im Erdboden gegen den Leitungsstrom vernachlässigt werden kann.

Drittens ist zu diskutieren, inwiefern die Messungen der Spannungsdifferenzen die Stromverteilung abzubilden vermögen. Wenn das Stromfeld in Leitern von wechselnder Leitfähigkeit verläuft, so ist die Stromstärke durch die Spannungsdifferenzen nicht definiert. Es hat sich aber im Laufe der Untersuchung gezeigt, daß von ca. 0,25 m Tiefe unter der Erdoberfläche an bis hin zum Grundwasser in ca. 1,50—1,60 m Tiefe das Erdreich einen fast gleichmäßigen Nässegrad hat. In elektrischer Hinsicht verhält sich also das Erdreich über dem Grundwasser wie ein homogenes Medium, in dem, wie schon oben erwähnt, die Verschiebungsströme neben den Leitungsströmen verschwinden, in dem also praktisch nur Leitungsströme vorhanden sind. Werden in diesem Medium Verschiedenheiten der Spannungsdifferenz konstatiert, so hat man daraus auf Verschiedenheiten der Stromdichte zu schließen.

Die als Sonden verwendeten Bleiplatten haben einen gewissen Übergangswiderstand gegen Erde. Die Größe der Platten, welche erforderlich ist, um diesen Übergangswiderstand im Vergleich zum Minimalwiderstand von 8250 Ohm im Meßkreis zum Verschwinden zu bringen, wurde experimentell ermittelt. Die Untersuchung wurde mit Platten von 20 cm Länge, 8 cm Breite und 2 mm Dicke durchgeführt, wobei ein beträchtlicher Sicherheitskoeffizient in Anschlag gebracht ist.

Die Zuleitungsdrähte von den Sonden zum Instrument bestanden aus 1 mm dickem verzinkten Kupferdraht, der eine Gummiisolation hatte, sog. Fassungsader.

Um Messungen, die an verschiedenen Punkten des Geländes und

unter verschiedenen Bedingungen gemacht wurden, miteinander vergleichen zu können, mußten Vorschaltwiderstände konstruiert werden die kapazitäts- und induktionsfrei sind und auch durch den Skineffekt in der Größe ihres Widerstandes praktisch nicht beeinflußt werden, die also für alle Wellenlängen den gleichen Widerstand besitzen. Derartige Widerstände hat man in den platinierten Quarzfäden. Diese wurden nach dem von Herrn Dr. Bestelmeyer[1]) angegebenen Verfahren durch Kathodenzerstäubung hergestellt. Ein auf diese Weise hergestellter Faden von 6 mm Länge und einem Widerstand von 8250 Ohm fand, wie schon erwähnt, als Hitzdraht im Instrument Verwendung. Durch passende Wahl der Fadendicke konnten Fäden von 6 mm Länge hergestellt werden, deren Widerstand bis zu 10 000 Ohm betrug. Vor und nach jeder Meßreihe wurde der Widerstand der Fäden kontrolliert, und es muß hervorgehoben werden, daß sich eine Veränderung des Widerstandes nie bemerkbar gemacht hat. Die zu Vorschaltwiderständen bestimmten Fäden wurden in der Ausführung montiert, wie sie die Hitzdrähte des Duddellschen Thermogalvanometers zeigen, die durch die Cambridge Scientific Instrument Co. in den Handel gebracht werden.

Die ersten Messungen wurden mit ungedämpften kontinuierlichen Schwingungen vorgenommen, wie sie mit der Poulsenlampe erzeugt werden. Die mit dieser Anordnung erhaltenen Resultate wurden dann mit denjenigen verglichen, welche man bei Stoßerregung bekam. Da sich keine Unterschiede feststellen ließen, fand im weiteren Verlauf der Untersuchung die Methode der Wienschen Stoßsendung ausschließlich Anwendung, mit der sich störungsfreie Schwingungen fester Definition am einfachsten aufrecht erhalten lassen, während bei der Poulsenlampe bekanntlich Konstanz der Frequenz und Intensität schwer zu erreichen ist.

Der Primärkreis der Sendeanordnung bestand aus der Löschfunkenstrecke F, ferner aus 2 parallel geschalteten Drehplattenkondensatoren C mit Öl als Dielektrikum, einem Variometer V und einer Spule L_1 mit variabler Windungsfläche (s. Fig. 4). Die Kondensatoren wurden mit einem Resonanzinduktor der Firma Boas aufgeladen. Magnetisch mit der Spule L_1 des Primärkreises wurde eine Spule L_2 gekoppelt, die in den Antennenkreis eingeschaltet war und deren Windungsfläche ebenfalls verändert werden konnte. Im Strombauch des Antennenkreises (s. Fig. 4) befand sich ein Hitzdrahtamperemeter der

1) Ztschr. f. Instrumentenk., Nov. 1905.

Firma Hartmann & Braun. Die Wellenlänge der Schwingung wurde mit einem Wellenmesser bestimmt, wie er nach den Angaben von Hahnemann durch die Firma Lorenz A.-G. hergestellt wird.

Die Hauptversuche sind von August 1909 bis September 1910 gemacht worden.

Fig. 4.

Die Untersuchung erstreckte sich bei den verschiedenen Systemen

1. auf die Bestimmung der Spannungsdifferenz entlang der Erdoberfläche in 0,25 m Tiefe und
2. auf die Bestimmung der Verteilung der Spannungsdifferenz nach der Tiefe zu an verschiedenen Punkten des Geländes.

Es wurden bei der Untersuchung unter 1. die beiden Sonden S_1 S_2 in 0,25 m Tiefe fest in die Erde eingebettet, und die beiden Zuleitungsdrähte schräg aus dem Erdboden heraus nach der Mitte zu an die Klemmen der Kapazitäten C_1 C_2 geführt (s. Fig. 5). Zwischen die Kapazitäten war das Thermogalvanometer Th geschaltet, welches isoliert

auf einer Glasplatte ruhte, die unmittelbar auf den Erdboden gelegt war. Skala und Glühlampe waren ebenfalls zu ebener Erde aufgestellt. Diese Art der Anordnung hat den Vorteil, daß Störungen durch das elektrische Feld in Luft ausgeschlossen bleiben. Zum Schutze gegen die Unbilden der Witterung und um eine Spiegelablesung zu ermöglichen, war der ganze Aufbau in einem Leinwandzelt (Länge 2 m,

Fig. 5.

Breite 1,8 m, Höhe 2,2 m) untergebracht, welches keine Metallteile enthielt. Dieses Zelt wurde nun an den verschiedenen Stellen des Geländes aufgeschlagen, an denen Messungen vorgenommen wurden.

Für die Bestimmung der Verteilung der Spannungsdifferenz nach der Tiefe zu wurden an den Beobachtungsstellen Gräben von 2—3 m Länge, 1,5 m Breite und ca. 2 m Tiefe ausgehoben. Die Gräben wurden so tief ausgeschachtet, als es das hereinbrechende Grundwasser nur gestatten wollte. In möglichst großer Tiefe wurde ins Grundwasser dann in einem bestimmten Abstand (2—3 m) voneinander und in einer gewissen Entfernung von der Erdoberfläche ein Paar Sonden eingelegt, innig mit dem Erdreich verbunden. Die Zuleitungsdrähte wurden erst horizontal nach der Mitte zu und dann in 0,25 m Abstand voneinander vertikal nach oben geführt (s. Fig. 6).

Fig. 6.

Nachdem das erste Paar Sonden eingebettet war, wurde der Graben bis zu einer gewissen Tiefe zugeschüttet und festgestampft und hier, also in kleinerem Abstand von der Erdoberfläche, ein zweites Paar Sonden eingelegt. Die Lage dieses zweiten Paares war in bezug auf das erste Paar räumlich so bemessen, daß die Länge der parallelen Teile seiner Zuführungsdrähte gleich der Länge der parallelen Teile der Zuführungsdrähte des ersten Paares war. Darauf wurde der Graben wieder um ein bestimmtes Stück zugeworfen und ein drittes Paar

Sonden so in die Erde eingelegt, daß ebenfalls die Länge der parallelen Teile seiner Zuführungsdrähte einen gewissen eben durch die Länge der vertikalen Teile der Zuführungsdrähte des ersten Paares bestimmten Wert hatte. Je nach der Tiefe des ersten Sondenpaares wurden 4 bis 6 Sondenpaare eingelegt, das letzte Paar in 0,25 m Tiefe. Die räumliche Anordnung der Sonden und der Zuführungsdrähte ist aus der folgenden Fig. 7 ohne weiteres ersichtlich.

Damit der Abstand von 0,25 m der parallel geführten Teile auch während des Zuwerfens und Zustampfens der Gräben erhalten blieb, wurden diese Teile der Drähte durch sog. Bergmannrohre geleitet, die, wenn der Graben wieder ausgefüllt war, herausgezogen wurden. Die Anordnung der gleich langen parallelen Teile der Zuführungsdrähte

Fig. 7.

bei sämtlichen Sondenpaaren wurde getroffen, um den Verlust an Energie, der durch den Verschiebungsstrom zwischen den parallelen Zuleitungsdrähten hervorgerufen wird, für alle Sondenpaare an einer bestimmten Beobachtungsstelle bei ein und derselben Wellenlänge relativ gleich zu machen. Dadurch wird erreicht, daß das Verhältnis der Spannungsgefälle in verschiedener Tiefe durch die Messung richtig wiedergegeben wird.

In 0,25 m Tiefe wurde nun außerdem noch ein Sondenpaar in der Art eingebettet, wie sie für die Bestimmung der Abnahme der Spannungsdifferenz entlang der Erdoberfläche vorher beschrieben wurde (s. Fig. 5). Diese Sonden, an das Meßinstrument geschaltet, geben die tatsächliche Spannungsdifferenz, welche in 0,25 m Tiefe herrscht. Die Abweichung des Wertes e_{01} dieser Spannungsdifferenz von dem Wert e_{02} der Spannungsdifferenz, die die Sonden in 0,25 m Tiefe liefern, deren Zuführungsdrähte zum großen Teil parallel laufen, rührt her von dem schon erwähnten Verlust durch den Verschiebungsstrom zwischen den parallelen Zuleitungsdrähten. Auf diese Weise kennt man den Faktor, mit dem man die gemessenen Werte der Spannungsdifferenz zu multiplizieren hat, welche die übrigen Sondenpaare liefern, um die tatsächlichen Werte zu erhalten. Es ist zu erwarten, daß die

Größe dieses Faktors f mit wachsender Wellenlänge abnimmt. Dies ist der Fall, wie an einigen Beispielen gezeigt werden soll.

Tabelle 2.
Geerd. Antenne (75 m hoch)
$r = 88$

λ	⊢·⊣ $e_{01}\,10^{-3}$ V	JL $e_{02}\,10^{-3}$ V	f
2080	25,85	25,35	1,02
1190	40	39,2	1,02
765	64,2	61,9	1,033
518	121	114,8	1,05

Tabelle 3.
Geerd. Antenne (30 m hoch)
$r = 40,5$

λ	⊢·⊣ $e_{01}\,10^{-3}$ V	JL $e_{02}\,10^{-3}$ V	f
2025	62,2	61,1	1,02
1372	87	85,5	1,02
950	110,5	106,5	1,04
662	145,5	136	1,07
400	242	218	1,11

Ähnliche Verhältnisse erhält man auch an den anderen Beobachtungsstellen.

Es wurde ferner experimentell ermittelt, ob das Resultat der Messung, die mit einem der Sondenpaare vorgenommen wird, wesentlich beeinflußt wird durch die Gegenwart der übrigen Sondenpaare in Erde, ob also durch die in Erde eingebetteten übrigen Zuführungsdrähte (offene Kreise) und Sonden dem Erdstromfeld so viel Energie entzogen wird, daß dadurch die Resultate, die mit einem Sondenpaare erhalten werden, gefälscht sind. Die Untersuchung ergab, daß praktisch keine Beeinflussung vorhanden ist.

III. Untersuchungen an einer geerdeten Antenne und einer Antenne mit Gegengewicht.

A. Geerdete Antenne (75 m hoch).

1. Richtung der Horizontalkomponente der Stromlinien.

Die Untersuchung wurde zuerst an einer 75 m hohen geerdeten Antenne durchgeführt. Begonnen wurde mit der Bestimmung der Horizontalkomponente der Stromlinien in 0,25 m Tiefe: Das Meßinstrument wurde an einem bestimmten Punkt aufgestellt, um den dann ein Kreis gezogen wurde, dessen Durchmesser gleich dem Abstand der Sonden war (s. Fig. 8). Die Verbindungsgerade der Sonden wurde dann bei gleichbleibendem gegenseitigen Abstand der Sonden in verschiedene Lagen zu der Richtung der vom Antennenfußpunkt ausgehenden Radien gebracht und jedesmal bei konstanter Wellenlänge und konstantem Antennenstrom die Spannungsdifferenz gemessen. Es

zeigte sich, daß die maximale Spannungsdifferenz in Richtung der Radien verzeichnet wurde, während senkrecht dazu keine Spannungsdifferenz konstatiert werden konnte. Die Messung wurde an verschiedenen Punkten des Geländes vorgenommen. Überall ergab sich das gleiche Bild. Daraus ist zu schließen, daß die **Stromlinien in Ebenen verlaufen, die senkrecht zur Erdoberfläche durch den Fußpunkt der Antenne gehen.**

Gleichzeitig mit obigen Bestimmungen wurde ermittelt, daß die Spannungsdifferenz zwischen zwei Punkten der Stromstärke in der

Fig. 8.

Antenne und innerhalb enger Grenzen (bis zu 4 m etwa) dem Sondenabstand einfach proportional ist. Es lassen sich also die Resultate auf eine bestimmte Stromstärke und auf einen bestimmten Sondenabstand reduzieren. Wo demnach in dieser Arbeit ohne nähere Angaben von Spannungsgefälle gesprochen wird, bedeutet das die auf einen Sondenabstand von 1 m und eine Antennenstromstärke von 5 Amp. reduzierte Potentialdifferenz e in Millivolt. Die Wellenlängen λ sind stets in Meter angegeben.

2. Abhängigkeit der Stromdichte von der Wellenlänge der Schwingung.

Nunmehr wurde in 88 m Entfernung vom Fußpunkt der Antenne bei einer Sondentiefe von 0,25 m das Spannungsgefälle in Abhängigkeit von der Wellenlänge der erzeugten Schwingung verfolgt. Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle 4 und Diagramm A_1 wiedergegeben. Das Spannungsgefälle steigt mit kleiner werdender Wellenlänge stark an. Für die Genauigkeit der Messungen spricht, daß die

Punkte alle auf einer glatten Kurve liegen. Es macht sich anscheinend ein Skineffekt geltend. Für den Skineffekt charakteristisch ist die Verdrängung der Stromlinien nach den Stellen des größten magnetischen Feldes, das in dem hier betrachteten Falle sich zwischen der Antennenfläche und dem Erdboden befindet. Aus der Bestimmung der Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu, von der weiter unten die Rede sein soll, läßt sich nachweisen, daß tatsächlich ein Skineffekt hier auftritt.

Tabelle 4.

λ	2125	1550	1180	985	730	573
$e\,10^{-3}\,V$	25,7	32,7	42,2	50,4	75,5	111

Diagramm A_1.

λ in m.

3. Verteilung des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe entlang der Erdoberfläche für die verschiedenen Wellenlängen.

Es wurden nun vom Fußpunkt der Antenne aus in Richtung auf die im Übersichtsplan A_2 mit a bezeichnete Ecke des Geländedreiecks zu in 0,25 m Tiefe Messungen des Spannungsgefälles unternommen, und zwar in den Entfernungen $r = 20$, 30, 40,5, 56,5, 71,5, 88 und

153 m. Die Ergebnisse dieser Messungen geben die folgenden Tabellen 5 und Diagramm A_3 wieder. Die Kurven zeigen alle einen ähnlichen Verlauf. Wie zu erwarten war, wird mit zunehmender Entfernung vom Antennenfußpunkt das Spannungsgefälle für alle Wellenlängen geringer.

Die Messungen wurden unter gleichen Versuchsbedingungen an verschiedenen Tagen wiederholt. Dabei zeigte sich eine überraschende Konstanz, vorausgesetzt, daß das Leitvermögen des Erdbodens durch

Diagramm A_2.

Regen nicht verändert worden war. Messungen, die an aufeinander folgenden Tagen (1 und 2) gemacht sind, stimmen allgemein bis auf 3 % genau überein. Als Beispiel dafür dienen die Kurven *a* und *b* des Diagrammes A_4 und die folgenden Tabellen 6 und 7.

Die letzte Spalte der Tabellen gibt die Abweichung der Werte für bestimmte Wellenlängen in Prozenten an.

Bei zwei Messungen, die um 11 Tage auseinander liegen, zeigte sich eine Übereinstimmung bis auf 5 % (siehe die folgende Tabelle 8 und Diagramm A_4, Kurve *c*). Aus den Kurven des Diagrammes A_3 wurde dann das Diagramm A_5 abgeleitet. Die Höhe der in A_5 eingezeichneten Antennenfläche über dem Erdboden und ihre horizontale Ausdehnung sind in dem gleichen Maßstabe eingetragen wie die Entfernung vom Antennenfußpunkt als Abszisse.

Tabelle 5.

r = 20		30		40,5		56,5		71,5		88		153	
λ	e	λ	e	λ	e	λ	e	λ	e	λ	e	λ	e
2095	228	2090	155	2090	97	2100	61	2080	49,8	2125	25,7	1850	16,53
1525	290	1025	255	1520	124	1525	79	1510	63,5	1550	32,7	1610	16,2
1110	378	765	351	1100	156	1175	94,5	1160	80	1180	42,2	1300	20
758	538	532	531	9758	219	970	116	970	94	985	50,4	1030	27,2
529	775			535	334	593	227,5	720	132,8	730	75,5		
						505	297	585	180,8	573	111		
								495	246				

Diagramm A_5.

An den Kurven des Diagrammes A_5 lassen sich gewisse Gesetzmäßigkeiten erkennen:

1. Der allgemeine Verlauf der Kurven für die verschiedenen Wellenlängen ist der gleiche.
2. Jede Kurve zeigt einen Wendepunkt, der z. B. für die Wellenlänge $\lambda = 765$ m in ungefähr 56,5 m Abstand vom Antennen-

Tabelle 6.

Geerdete Antenne (75 m hoch)

$r = 30$ (Diagr. A_4 Kurven a)

λ	e_1	e_2	%
2090	155	159	2,6
1025	255	261	2,35
765	351	345	1,7
532	531	526	1

Tabelle 7.

Geerdete Antenne (10 m hoch)

$r = 30$ (Diagr. A_4 Kurven b)

λ	e_1	e_2	%
2045	81	83,2	2,7
1610	101	102,8	1,8
872	180	180	0
460	295	285,5	3,2

Diagramm A_4.

fußpunkt liegt. Je kürzer die Wellenlänge der Schwingung, um so mehr rückt der Wendepunkt an den Fußpunkt der Antenne.

3. Die Wendepunkte liegen im Diagramm mit großer Annäherung auf einer geraden Linie (gestrichelt).

Tabelle 8.

Geerdete Antenne (75 m hoch)

$r = 40{,}5$

λ	e_1	e_2	%
2090	92,5	97	4,8
1520	122	124	1,6
758	224	219	2,2
535	331	334	0,9

Diagramm A_5.

Die Kurve a des Diagrammes A_6 gibt für die Wellenlänge $\lambda = 1000$ m die Abnahme des Spannungsgefälles bis hin zu einer Entfernung $r = 153$ m. Sie zeigt, daß die Wendepunkte hervorgerufen werden durch eine relative Erhöhung des Spannungsgefälles, die für $\lambda = 1000$ m etwa zwischen $r = 55$ und $r = 90$ m liegt.

4. Verteilung des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu.

Die Messung der Verteilung des Spannungsgefälles mit zunehmender Tiefe unter der Erdoberfläche wurde in den Entfernungen $r = 20$, 30, 40,5, 67, 88 m vorgenommen (die Beobachtungsstelle $r = 153$ m befindet sich außerhalb des Geländes der Station, welches von Gärten und Gemüseland umgeben ist. Da letzteres zur Zeit der Untersuchung

Diagramm A_6.

noch nicht abgeerntet war, so ließ sich eine Bestimmung der Verteilung des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu nicht ausführen. Man mußte sich mit einer Bestimmung des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe begnügen). Die Witterung war während der Zeit der Messungen ziemlich konstant. Die Resultate der Messungen sind in den folgenden Tabellen und Diagrammen niedergelegt.

Die Diagramme für $r = 20, 30, 40{,}5$ unterscheiden sich von denen für $r = 67$ und $r = 88$ durch den anderen Charakter des Kurvenverlaufes. Während bei $r = 67$ und $r = 88$ das Spannungsgefälle mit zunehmender Tiefe gleichmäßig abnimmt, sind die Diagramme für $r = 20, 30, 40{,}5$ durch das Auftreten eines relativen Minimums in den Kurven aus-

gezeichnet, welches z. B. für $\lambda = 758$ im Diagramm A_7 ($r = 20$) in 1,4 m Tiefe, im Diagramm A_8 ($r = 30$) in 1,05 m Tiefe, im Diagramm A_9 ($r = 40{,}5$) in 0,66 m Tiefe auftritt.

Für dieses Minimum lassen sich aus den Diagrammen folgende Gesetzmäßigkeiten entnehmen:

1. Der Abstand des Minimums von der Erdoberfläche ist für einen bestimmten Beobachtungsort eine Funktion der Wellenlänge. Mit kleiner werdender Wellenlänge verschiebt sich das Minimum näher an die Erdoberfläche.
2. Diese Verschiebung bei einer Änderung der Wellenlänge von $\lambda = 2000$ m auf $\lambda = 500$ m beträgt bei $r = 20$ etwa 2—3 cm, bei $r = 30$ etwa 16 cm und bei $r = 40{,}5$ etwa 26 cm.
3. In den einzelnen Diagrammen liegen die zu verschiedenen Wellenlängen gehörigen relativen Minima der Kurven mit großer Annäherung auf einer geraden Linie.
4. In einem rechtwinkligen Koordinatensystem (siehe Diagramm A_{12}), welches als Abszisse die Entfernung r vom Antennenfußpunkt in Meter, als Ordinate die Tiefe unter der Erdoberfläche enthält, liegen die für eine bestimmte Wellenlänge eingezeichneten Stellen des Minimums (bei $r = 20$, 30, 40,5) auf einer schwach gekrümmten Kurve, die einen Neigungswinkel von 2—3^0 gegen die Abszissenachse (Erdoberfläche) hat („Minima"kurve). Der Schnittpunkt dieser Kurve mit der Abszissenachse wandert mit kleiner werdender Wellenlänge auf den Nullpunkt des Koordinatensystems (auf den Antennenfußpunkt) zu. — Ein ähnliches Verhalten eines ausgezeichneten Punktes konnte oben bei Behandlung der Abnahme des Spannungsgefälles entlang der Erdoberfläche in 0,25 m Tiefe konstatiert werden: die Verschiebung des Wendepunktes der Kurven nach dem Fußpunkt der Antenne hin.

Ferner läßt sich aus den Tabellen und Diagrammen entnehmen, daß für kurze Wellen die Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu schneller erfolgt als für lange Wellen. Diese Tatsache wird besonders deutlich durch die letzte Spalte der Tabellen, in denen angegeben ist, um wieviel Prozent der Wert des Spannungsgefälles sinkt von 0,25 m Tiefe bis hin zu einer gewissen größeren Tiefe, bei $r = 88$ z. B. bis hin zu 1,65 m Tiefe.

$r = 20$ Tabelle 9. Diagramm A_7

Tiefe der → Sonden	0,25	0,80	1,25	1,65	0,25 → 1,25
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	%
2095	228	192	177,5	188,7	22,2
1525	290	240	218,5	227,5	24,7
1110	378	312	280	296,5	26
758	538	443	401,5	417	25,5
529	775	632,5	566,5	591	27

$r = 30$ Tabelle 10. Diagramm A_8

Tiefe der → Sonden	0,25	0,59	0,93	1,27	1,61	1,95	0,25 → 1,95
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	e_5	e_6	%
2090	155	149,6	132,3	122	117	107,5	30,6
1025	255	238	205,8	199	184	163	36
765	351	315	272	268	252	225,5	36,1
532	531	462,5	398,5	403	370	330	37,8

$r = 40,5$ Tabelle 11. Diagramm A_9

Tiefe der → Sonden	0,25	0,75	1,10	1,50	1,90	0,25 → 1,90
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	e_5	%
2090	97	89,7	86,75	82,9	76,5	21
1520	124	113,2	109,1	99,5	93,8	24,3
1100	156	146,8	140,2	132	118,5	24
758	219	197	192	177,8	159	27,3
535	334	303,5	285,5	262,5	235,5	29,5

$r = 67$ Tabelle 12. Diagramm A_{10}

Tiefe der → Sonden	0,25	0,65	1,05	1,45	1,85	0,25 → 1,85
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	e_5	%
2090	52	49,65	45,2	43,1	41,1	21
1530	65	60,6	54,9	50,4	48	26
1110	84	77,5	68,8	64,3	60	28,5
755	126	116,3	104,5	96	87	31
536	232	216,3	190,3	176,3	158	32

$r = 88$ Tabelle 13. Diagramm A_{11}

Tiefe der → Sonden	0,25	0,80	1,25	1,65	0,25 → 1,65
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	%
2080	26	24,35	23,45	21,6	16,8
1500	34	30,9	29	26,35	22,5
1190	42	38	35,6	31,8	24,2
765	73	65	60	54,5	25,3
518	140	119,5	111	102,5	26,8

Diagramm A_7.

$10^3 v$

λ 529, λ 758, λ 1110, λ 1525, λ 2095

Tiefe unter der Erdoberfläche in m.

Diagramm A_8.

$10^3 v$

λ 532 λ 531, λ 765, λ 1025, λ 2090

Tiefe unter der Erdoberfläche in m

Diagramm A_9.

Diagramm A_{10}.

Diagramm A_{11}.

Diagramm A_{12}.

5. Zusammenhang des Spannungsgefälles entlang der Erdoberfläche und nach der Tiefe zu.

Die Resultate der Messung finden eine einwandfreie Erklärung, wenn man folgende Annahmen über die Strömung im Erdboden macht (siehe Fig. 9 und 10):

1. Die Stromlinien des untersuchten Bereiches sind schwach gegen die Erdoberfläche gekrümmte Kurven, deren Neigungswinkel gegen die Erdoberfläche etwa 2—3° beträgt.

Fig. 9.

2. Es tritt im Erdboden ein Skineffekt auf, der mit kleiner werdender Wellenlänge zunehmend die Stromlinien nach der Erdoberfläche hin drängt.
3. Ein relativer Hauptfluß von Stromlinien verläßt, von dem Erdungsring ausgehend, zwischen $r = 20$ und $r = 30$ das Grundwasser und passiert für eine Wellenlänge von 1000 m etwa zwischen $r = 55$ und $r = 90$ m die Tiefe 0,25 m.

Legt man unter diesen Annahmen durch das Erdstromfeld einen horizontalen Schnitt in 0,25 m Tiefe und vertikale Schnitte bei $r = 20$, 30, 40,5, 67 und 88, so ergeben sich für die Verteilung des Spannungsgefälles gerade die Resultate, welche durch die Messung gefunden wurden.

Die Stellen des Minimums in den Kurven der Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu werden dann hervorgerufen durch Stromlinien, die in relativ geringer Dichte den Erdboden durchziehen und unter einem Neigungswinkel von 2—3° an der Erdoberfläche

münden. Auf diese Stromlinien folgt nach der Tiefe zu der relative Hauptfluß der Stromlinien (unter dem relativen Hauptfluß soll ein Fluß verstanden werden, der bei $r = 30$ eine vertikale Ausdehnung von etwa 1 m hat). Dieser ruft in dem in 0,25 m Tiefe geführten horizontalen Schnitt die relative Erhöhung des Spannungsgefälles hervor, von der oben die Rede war (vgl. Diagr. A_6).

Der Skineffekt bewirkt:

1. Mit kleiner werdender Wellenlänge wird die Strömung nach der Erdoberfläche zu gedrängt. In demselben Maße wird also die Tiefe, bis zu der die Strömung in die Erde eindringt, geringer.

   Aus den Diagrammen A_8 bis A_{11} läßt sich entnehmen: Die Verlängerung der Kurven der Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu schneidet die Abszissenachse in einem Punkte, welcher den Abstand (4—5 m) von der Erdoberfläche ergibt, in dem kein merkliches Spannungsgefälle mehr auftritt. Mit kleiner werdender Wellenlänge rückt dieser Punkt näher an die Erdoberfläche heran.
2. Mit kleiner werdender Wellenlänge nimmt die Stromdichte nach der Tiefe zu schneller ab: aus der letzten Spalte der einzelnen Tabellen für die Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu geht hervor, daß das Spannungsgefälle sich genau so verhält.
3. Mit kleiner werdender Wellenlänge rückt die Mündungsstelle der Stromlinien (also auch des relativen Hauptflusses) an der Erdoberfläche auf den Fußpunkt der Antenne zu, da die Stromlinien, von dem festen Erdungsring ausgehend, zur Erdoberfläche hingedrängt werden. Aus den Diagrammen ergibt sich: mit kleiner werdender Wellenlänge verschieben sich

Luft
Erde
Grundwasser

Fig. 10.

a) auf den Antennenfußpunkt zu (Diagramm A_{12}) die Schnittpunkte der „Minima“-Kurven mit der Abszissenachse (Erdoberfläche) und (Diagramm A_6) die relative Erhöhung des Spannungsgefälles, also auch der Wendepunkt in dem horizontalen Schnitt,

b) nach der Erdoberfläche zu in den Diagrammen A_7 ($r = 20$), A_8 ($r = 30$), A_9 ($r = 40{,}5$) die Stellen des Minimums.

Diagramm A_{13}.

Der Zusammenhang der Messungen entlang der Erdoberfläche und nach der Tiefe zu ist durch das Diagramm A_{13} zum Ausdruck gebracht.

Die Kurven *b* dieses Diagrammes geben die Lage des Minimums unter der Erdoberfläche für gewisse Wellenlängen an. Sie bestimmen in den Kurven *a* (Abnahme des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe)

die Stellen, bei denen die relative Erhöhung des Spannungsgefälles beginnen muß. Daß letzteres tatsächlich der Fall ist, spricht für die Zuverlässigkeit und Genauigkait der Untersuchungsmethode.

Es wurde oben für eine bestimmte Wellenlänge die Lage der Verbindungslinie der Minima identifiziert mit der Richtung der Stromlinien in diesem Bereich des Erdbodens. Der relative Hauptfluß wird dann für dieselbe Wellenlänge im wesentlichen die gleiche Richtung haben. Der Neigungswinkel dieser Stromlinien gegen die Erdoberfläche ergibt sich für $\lambda = 500$ m zu $\alpha = 2^0\,40'$, für $\lambda = 2000$ m zu $\alpha = 2^0$.

Wenn also die Wellenlänge von 2000 m auf 500 m heruntergeht, so wächst der Neigungswinkel dieser Stromlinien von 2^0 auf $2^0\,40'$.

Die Stromlinien, welche weit draußen im Felde über den Hauptfluß hinaus münden, werden einen geringeren Neigungswinkel haben.

Auf Grund der bisherigen Ausführungen läßt sich angeben, nach welchem Gesetz ungefähr die Abnahme des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe entlang der Erdoberfläche erfolgt.

Wenn die Richtung der Stromlinien wenig gegen die Erdoberfläche geneigt ist, so bleibt die Abnahme des Spannungsgefälles auch noch annähernd proportional $\frac{1}{r}$, sofern die Stromdichte in einer bestimmten Entfernung vom Antennenfußpunkt für jede Tiefe die gleiche ist. Nimmt jedoch für eine bestimmte Entfernung die Stromdichte nach der Tiefe zu schnell ab, wie in vorliegender Untersuchung durch den Einfluß des Skineffektes, so addiert sich bei gegen die Erdoberfläche geneigt verlaufenden Stromlinien zu der Abnahme proportional $\frac{1}{r}$ eine zweite durch den Skineffekt bewirkte. Die folgende schematische Fig. 11, welche einen vertikalen Schnitt durch das Stromfeld und die Achse der Antenne darstellt, mag das eben Gesagte näher erläutern. Das Spannungsgefälle, welches in $B(r_2)$ dicht unter der Erdoberfläche herrscht, wird hervorgerufen durch Stromlinien, welche die Entfernung r_1 in einer gewissen Tiefe bei C passieren. Es erfolge von C nach B eine Abnahme des Spannungsgefälles annähernd proportional $\frac{1}{r}$. Bei r_1 nun nimmt das Spannungsgefälle von der Erdoberfläche bei A bis hin nach C um $m\,^0/_0$ ab. Demnach kommt zu

der Abnahme des Spannungsgefälles von A nach B proportional $\frac{1}{r}$ noch eine Abnahme um $m\,^0/_0$.

In unserem Falle nimmt das Spannungsgefälle von $r = 20$ bis hin zur Mündungsstelle des relativen Hauptflusses für $\lambda = 1000$ m zwischen $r = 55$ und $r = 90$ (Diagramm A_6) um rund $20\,^0/_0$ schneller ab als einer Abnahme proportional $\frac{1}{r}$ entsprechen würde. Jenseits der Mündungsstelle bis hin zur letzten Beobachtungsstelle bei $r = 153$ m ist die Abnahme annähernd proportional $\frac{1}{r}$.

Fig. 11.

Wie erklärt sich nun das Vorhandensein und der besondere räumliche Verlauf des relativen Hauptflusses der Stromlinien? Man hätte annehmen sollen, daß ein Hauptfluß von Stromlinien andauernd im Grundwasser erfolge. Das würde auch der Fall sein, wenn nicht der Skineffekt vorhanden wäre. Durch den Skineffekt wird dieser Hauptfluß aus dem Grundwasser heraus nach der Erdoberfläche zu gedrängt und gibt zu den oben erwähnten Erscheinungen Anlaß.

Man hat sich das nun nicht so vorzustellen, als ob z. B. für $\lambda = 765$ m erst ein Hauptfluß von Stromlinien im Grundwasser bis hin zu etwa $r = 60$ m erfolge, dann im Augenblick darauf der Skineffekt in Wirksamkeit trete und diesen Hauptfluß aus dem Grundwasser hin zur Erdoberfläche dränge, sondern der Vorgang ist etwa der folgende: In der Erdschicht zwischen $r = 15$ und $r = 20$ hat der Erdboden von der Erdoberfläche bis hin zum Grundwasser ein ziemlich gleichmäßiges Leitvermögen. Dieses wird im Grundwasser größer. Hier wird ein Hauptfluß von Stromlinien erfolgen. Bei $r = 20$ ist der Hauptfluß noch im Grundwasser. Die aus der Schicht von $r = 15$

bis $r = 20$ heraustretenden Stromlinien werden nun durch den Skineffekt nach der Erdoberfläche zu gedrängt. Da die Stromlinien aus dieser Schicht in verschiedener Dichte austreten, so wird sich diese Verschiedenheit auch noch bei $r = 30$ und $r = 40,5$ bemerkbar machen, bei $r = 30$ ausgeprägter als bei $r = 40,5$ (vgl. die betr. Diagramme A_8 und A_9). Das Grundwasser zwischen $r = 15$ und $r = 20$ wirkt gewissermaßen wie eine Kraft, die viele Stromlinien zu einem dichten Bündel zusammenrafft. Auf dieses Bündel wirkt dann weiterhin der Skineffekt ein, der es nach oben hin, zur Erdoberfläche hin, umbiegt.

6. Das elektrische Feld in Luft.

Da die Linien der elektrischen Kraft in Luft die Fortsetzungen der Stromlinien in der Erde sind, so geben die Kurven (Diagramm A_{13}), welche die Abnahme des Spannungsgefälles entlang der Erdoberfläche darstellen, auch ein gewisses Maß für die Kraftliniendichte in Luft.

Die Dichte der Kraftlinien entlang der Erdoberfläche nimmt von $r = 20$ bis hin zur Mündungsstelle des relativen Hauptflusses, für $\lambda = 500$ m zwischen $r = 45$ m und etwa $r = 80$ m, und für $\lambda = 2000$ m zwischen $r = 60$ und etwa $r = 95$ m um rund 20 % schneller ab, als einer Abnahme proportional $\frac{1}{r}$ entsprechen würde. Die Mündungsstelle des Hauptflusses bezeichnet den Bereich, in dem eine relative Konzentration der Kraftlinien stattfindet. Diese rückt mit kleiner werdender Wellenlänge näher an den Antennenfußpunkt heran. Jenseits der Mündungsstelle nimmt die Kraftliniendichte annähernd proportional $\frac{1}{r}$ ab.

7. Grundwasser.

Je größer das Leitvermögen des Erdreichs ist, um so mehr werden die Stromlinien durch den Skineffekt zusammengedrängt und nach der Erdoberfläche zu geschoben. Bei sehr gutem Leitvermögen fließen dann die Erdströme nur in den obersten Schichten; bei schlechtem Leitvermögen ist die Wirkung des Skineffektes gering. Daher werden in diesem Fall die Stromlinien weit ins Erdreich eindringen.

Wenn die über dem Grundwasser befindliche Schicht ein mittleres Leitvermögen hat, so wird, wie die vorliegende Untersuchung zeigte, der starke Stromlinienfluß im Grundwasser aus diesem heraus-

gedrängt und durchzieht, gegen die Erdoberfläche geneigt, in verhältnismäßig großer Dichte ein Medium von nur mittlerer Leitfähigkeit. Dadurch wird ein Energieverbrauch durch die Erdströme herbeigeführt, der groß ist im Vergleich zu dem Energieverbrauch bei sehr gutem und bei sehr schlechtem Leitvermögen.

8. Einfluß des Regens.

Wenn die oberen Erdschichten durch den Regen ein größeres Leitvermögen erhalten, so wird in ihnen ein vermehrter Fluß von Stromlinien erfolgen. Dies wird dadurch zum Ausdruck kommen, daß

1. das Spannungsgefälle erhöht wird,
2. der Hauptfluß näher an die Erdoberfläche gedrängt wird und eine stärkere Krümmung erleitet.

Diese Veränderungen in der Stromlinienverteilung haben sich nach einem heftigen Regen in der Tat nachweisen lassen.

Am 3. September 1910 war bei $r = 40{,}5$ eine Messung der Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu gemacht worden. Das Ergebnis ist in der folgenden Tabelle 14 und im Diagramm A_{14} ausgedrückt:

Tabelle 14 (vor dem Regen).

Tiefe der Sonden →	0,25	0,75	1,10	1,50	1,90
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	e_5
2110	92	85,8	84,2	81,6	73,7
1482	125,8	115,2	112,6	104,5	95,5
758	224,5	206,5	202,2	185,2	168,9
510	346,5	332,5	318,5	293,5	262,5

Während des folgenden Tages regnete es andauernd mit großer Heftigkeit. Als am 5. September die Messung vom 3. September wiederholt wurde, zeigte sich für alle Wellenlängen eine beträchtliche Erhöhung des Spannungsgefälles (durchschnittlich um 11 %). Gleichzeitig war der Verlauf der Kurven der Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu ein veränderter geworden.

Die Resultate der Messung vom 5. September sind durch die folgende Tabelle 15 und das Diagramm A_{15} gegeben.

Tabelle 15 (nach dem Regen).

Tiefe der Sonden ⟶	0,25	0,75	1,10	1,50	1,90
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	e_5
2100	100	95	90,4	86,2	80,7
1545	130	119	113,5	107,1	99,1
1222	160,7	150,3	143,4	135,2	121,6
1015	189,3	175,8	168,3	156,3	141,6
767	245	226,5	215	199,4	181
536	369,8	346,5	327	303,5	271,3

Ein Vergleich der Diagramme A_{14} und A_{15} ergibt, daß durch den Regen das Minimum für alle Wellenlängen näher an die Erdoberfläche gerückt ist. Für $\lambda = 536$ m z. B. ist es gar nicht mehr in den Kurven zu bemerken. Es wird etwa bei 0,25 m Tiefe liegen.

Der Hauptfluß der Stromlinien ist also nach der Erdoberfläche zu gedrängt worden und scheint nicht mehr so ausgeprägt zu sein. Der Neigungswinkel der Stromlinien des Hauptflusses ist für $\lambda = 500$ von $2^0\ 40'$ auf etwa $3^0\ 20'$, für $\lambda = 2000$ m von 2^0 auf etwa $2^0\ 20'$ gestiegen.

Aus dem Diagramm A_{16} ersieht man, daß durch den Regen für alle Wellenlängen eine Erhöhung des Spannungsgefälles eingetreten ist, um 13,9 $^0/_0$ für $\lambda = 500$ m, und um 8,3 $^0/_0$ für $\lambda = 2000$ m, im Mittel also um 11 $^0/_0$. Die nochmalige Wiederholung der Messungen $1^1/_2$ Wochen später, am 14. September, ergab Werte, die der Kurve vom 3. September (vor dem Regen) nahe liegen.

Die Kurven der Abnahme des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu (Diagramm A_9) am 14. September ähneln in ihrem Verlauf auch schon wieder mehr den entsprechenden Kurven (Diagramm A_{14}) vom 3. September (vor dem Regen), nur sind die Minima nicht ganz so ausgeprägt. Nach Ablauf der $1^1/_2$ Wochen hat sich also anscheinend die frühere Leitfähigkeit des Erdbodens annähernd wieder hergestellt.

Leider waren nun während dieser für die Untersuchung interessanten Tage die Sonden bei $r = 30$ noch nicht in die Erde eingelegt, so daß hier keine Messung gemacht werden konnte.

Bei $r = 20$ wurde gleichfalls eine Erhöhung des Spannungsgefälles konstatiert, die jedoch nicht so groß war wie bei $r = 40{,}5$. Die folgenden Tabellen zeigen den Unterschied:

Diagramm A_{14}.

Diagramm A_{15}.

Tabelle 16 (1. Sept.: vor dem Regen)

Tiefe der → Sonden	0,25	0,80	1,25	1,65	
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	d
1525	275	227,5	206,8	215,5	8,7
1110	365	301,5	270	286,5	16,5
758	507	418	379	393,5	14,5

Tabelle 17 (5. Sept.: nach dem Regen).

Tiefe der → Sonden	0,25	0,80	1,25	1,65	
λ	e_1	e_2	e_3	e_4	d
1525	285	241	223	234	11
1110	375	309,5	285	302,5	17,5
758	525	436	393,2	416	22,8

Diagramm A_{16}.

Die Erhöhung des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe beträgt für $\lambda = 1525$ m 3,6 %, für $\lambda = 1110$ m 2,8 %, für $\lambda = 758$ m 3,6 %.

Einigermaßen gut erkennen läßt sich aus den Tabellen 16 und 17 die Verschiebung des Hauptflusses nach der Erdoberfläche zu, die hier bei $r = 20$ nur gering ist: Wenn nämlich in dem Diagramm A_7 das Minimum weiter zur Erdoberfläche rückt, so wird die Differenz zwischen dem Spannungsgefälle bei 1,65 m Tiefe und bei 1,25 m Tiefe also $e_4 - e_3$ größer, weil die Stelle 1,25 mehr ins Minimum hineinrückt, während die Stelle 1,65 sich von ihm in den Hauptfluß hinein nach Orten größeren Spannungsgefälles entfernt.

In den vorstehenden Tabellen ist nun d die Differenz $e_4 - e_3$. Diese ist durch den Einfluß des Regens tatsächlich größer geworden.

Eine ähnliche kleine Verschiebung des Hauptflusses näher an die Erdoberfläche zeigte sich auch bei geerdeter Antenne (10 m hoch), im gleichen Abstand $r = 20$ vom Antennenfußpunkt.

Die Vergrößerung des Leitvermögens der oberen Erdschichten durch Regen bewirkt also

1. einen verstärkten Stromlinienfluß in diesen Schichten,
2. eine kleine Vergrößerung des Neigungswinkels der Stromlinien gegen die Erdoberfläche ($\lambda = 500$ von $\alpha = 2^0\,40'$ auf etwa $3^0\,20'$, $\lambda = 2000$ von $\alpha = 2^0$ auf etwa $2^0\,20'$).

B. Geerdete Antenne (variable Höhe).

Die bisherigen Messungen wurden ausgeführt bei einer Höhe h der Antennenfläche von 75 m (die Masten sind 80 m hoch, die Antennenfläche hatte jedoch einen ziemlichen Durchhang, so daß die Höhe der Antennenfläche zu 75 m angenommen ist). Es wurde nun die Höhe h der Antennenfläche verändert, indem man letztere zwischen den Masten in verschiedenem Abstand vom Erdboden ausspannte. Die gleichen Messungen wie bei 75 m Höhe der Antennenfläche wurden gemacht und ergaben Resultate, welche dieselben charakteristischen Grundzüge aufweisen, in ihrem Auftreten nur etwas verändert durch die größere Annäherung der Antennenfläche an die Erdoberfläche.

Die bei variabler Antennenhöhe experimentell festgestellten Tatsachen (näheres siehe Dissertation) deuten darauf hin, daß mit niedriger werdender Antennenfläche

1. eine Konzentration des elektrischen Feldes nach dem Raume zwischen Antennenschirm und Erdboden hin stattfindet (siehe die schem. Fig. 12),

Fig. 12.

2. die Strömung unter dem Antennenschirm weiter nach der Tiefe zu gedrängt wird, und
3. die Stromlinien, vor allem die des „Hauptflusses", stärker gekrümmt verlaufen, um nach kurzem Wege durch die Luft an dem dicht über dem Erdboden befindlichen Antennenschirm anzusetzen (siehe schem. Fig. 13).

Antennenschirm

Luft

Erde.

Fig. 13.

C. Antenne (75 m hoch) mit Gegengewicht (in verschiedener Höhe).

1. Allgemeines.

Wie schon oben bei der Beschreibung der Station erwähnt wurde, waren zwei gleiche Kapazitätsflächen vorhanden. Die eine diente als Schirm der Antenne (75 m hoch), die andere konnte, in verschiedener Höhe über dem Erdboden zwischen den drei Masten ausgespannt, als Gegengewicht benutzt werden. Der Antennenschirm blieb stets in der gleichen Höhe von 75 m. Das Gegengewicht besaß in seiner Mitte einen dreieckförmigen Ausschnitt von 4 m Seitenlänge. Durch diesen hindurch führte die Zuleitung zum Antennenschirm. Es wurde wieder mit induktiver Koppelung gearbeitet.

Die Untersuchung bei Antenne (75 m hoch) mit Gegengewicht ergab, daß die Stromlinienverteilung im allgemeinen ähnlich ist der bei der geerdeten Antenne (75 m hoch). Direkt unter dem Gegengewicht ist der Verlauf der Stromlinien etwas abweichend. Die folgende Fig. 14 gibt ein schematisches Bild der Strom- und Kraftlinienverteilung bei Antenne mit Gegengewicht und mag das eben Gesagte näher erläutern. Bei der geerdeten Antenne geht die Strömung von dem im Erdboden befindlichen Streckmetallzylinder aus, bei Antenne mit Gegengewicht jedoch vom Gegengewicht: Kraftlinien beginnen auf dem Gegengewicht, dringen zum Teil in die Erde ein, setzen sich hier in Stromlinien um und treten weiterhin wieder als Kraftlinien aus, um sich

Luft

0 20 30 40 50 60 70 80 90 100

Erde

Fig. 14.

an dem Antennenschirm anzuheften. So ergibt sich, daß das elektrische Feld in Luft und die Stromlinienverteilung unter dem Gegengewicht verschieden sind von denjenigen bei der geerdeten Antenne. Weiter unten wird hierauf an Hand der Tabellen und Diagramme näher eingegangen. Die Strömung, welche auch wieder einen relativen Hauptfluß aufweist, wird durch den Skineffekt in gleicher Weise wie bei der geerdeten Antenne beeinflußt.

Die Bestimmung der Richtung der Horizontalkomponente der Stromlinien wurde bei der Antenne mit Gegengewicht für verschiedene Wellenlängen und Höhen des Gegengewichtes an verschiedenen Punkten des Geländes ausgeführt. Es ergab sich das gleiche Resultat wie bei geerdeter Antenne: Die Richtung der Horizontalkomponente der Stromlinien fällt mit der Richtung der vom Antennenfußpunkt ausgehenden Radien zusammen. Eine Komponente senkrecht zu dieser Richtung in der Horizontalebene ließ sich nicht nachweisen.

2. Bestimmung der Dämpfung der Schwingung und des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe bei verschiedener Höhe des Gegengewichtes.

Bei geerdeter Antenne (75 m hoch) und Antenne mit Gegengewicht (in 5, 10, 15, 20, 25 m Höhe) wurde die Dämpfung der Schwingungen für verschiedene Wellenlängen nach der Bjerknesschen Methode gemessen.

Die Resultate sind in folgender Tabelle 18 und im Diagramm C_1 dargestellt.

Tabelle 18. Diagramm C_1

Antenne Erde		Antenne m. Gegengew. 5 m		10 m		15 m		20 m		25 m	
λ	$\mathfrak{d}$	λ	$\mathfrak{d}$	λ	$\mathfrak{d}$	λ	$\mathfrak{d}$	λ	$\mathfrak{d}$	λ	$\mathfrak{d}$
950	0,168	950	0,150	970	0,114	950	0,112	930	0,106	925	0,087
1179	0,118	1242	0,085	1235	0,077			1189	0,070	1186	0,053
1520	0,092			1560	0,073	1735	0,069	1720	0,059	1705	0,056
2118	0,067					2160	0,046	2143	0,043	2129	0,038

Diagramm C_1.

I. Geerdete Antenne (75 m hoch)
II. Antenne mit Gegengew. (h = 5 m)
III. " " " (h = 10 m)
IV. " " " (h = 15 m)
V. " " " (h = 20 m)
VI. " " " (h = 25 m)

Wellenlänge λ in m

Das Ergebnis ist:

1. Bei Antenne mit Gegengewicht ist für alle Wellenlängen die Dämpfung kleiner als bei geerdeter Antenne (75 m hoch).
2. Die Dämpfung ist um so geringer, je höher das Gegengewicht ist.
3. Mit kleiner werdender Wellenlänge wird in allen Fällen die Dämpfung größer.

Gleichzeitig mit den Dämpfungsmessungen wurde in $r = 20$ und $r = 88$ in einer Tiefe von 0,25 m das Spannungsgefälle in Abhängigkeit von der Höhe des Gegengewichtes bei verschiedenen Wellenlängen bestimmt. Die Resultate sind in den folgenden Tabellen und den Diagrammen C_2 und C_3 zum Ausdruck gebracht: h: Höhe des Gegengewichtes.

$r = 20$ — Tabelle 19. — Diagramm C_2

$h = 5$		$h = 10$		$h = 15$		$h = 20$		$h = 25$		$h = 30$	
λ	e	λ	e	λ	e	λ	e	λ	e	λ	e
2120	180	2120	156,1	2090	104,8	2085	43,3	2095	34,6	2120	26,7
1795	186	1708	142	1670	106,5	1660	49	1680	38,25	1560	33
995	227,5	1340	154	1310	113,5	1290	57,4	1310	47,2	1315	37,25
690	322,5	935	183,4	915	127,3	910	77	915	57,8	910	50,25
543	472,5	675	246,5	660	188,2	653	135,5	660	104,8	655	100,9
		565	317	562	255	527	252	523	208,5	555	166,3
								473	294	470	293

$r = 88$ — Tabelle 20. — Diagramm C_3

$h = 5$		$h = 10$		$h = 15$		$h = 20$		$h = 25$		$h = 30$	
λ	e	λ	e	λ	e	λ	e	λ	e	λ	e
2210	22,6	2055	23,25	2130	20,2	2100	20,8	2110	18,1	2120	14,1
1815	26,75	1610	28,2	1700	23,6	1660	22,75	1670	20,5	1585	17,5
1545	31	1275	35,9	1330	31,15	1300	29,2	1225	25,9	1230	22,1
1030	48,5	887	52	917	45,3	900	42,5	835	41,6	1015	27,2
695	77,5	680	76,8	665	74,1	645	92,3	600	70,5	785	37
590	91,7			560	99	552	94	517	95,3	560	68,2
440	190			465	171,5						

Die Kurven sind in ihrem Verlauf ähnlich den Kurven bei geerdeter Antenne: Man hat bei Antenne mit Gegengewicht wieder das Anwachsen des Spannungsgefälles mit kleiner werdender Wellenlänge als Folge des auftretenden Skineffektes.

Aus den Diagrammen läßt sich folgendes entnehmen:

1. Für alle Wellenlängen ist bei Antenne mit Gegengewicht das Spannungsgefälle in 0,25 m Tiefe geringer als bei geerdeter Antenne (75 m hoch).

2. Das Spannungsgefälle ist um so kleiner, je höher das Gegengewicht über dem Erdboden sich befindet.

Ferner ist zu konstatieren: mit wachsender Höhe des Gegengewichtes nimmt das Spannungsgefälle bei $r = 20$ viel schneller ab als bei $r = 88$. Diese Tatsache ist besonders deutlich aus den Diagrammen C_4, C_5 zu ersehen, die aus C_2 bzw. C_3 abgeleitet sind. Wird das

Diagramm C_1.

Gegengewicht von 5 m Höhe auf 30 m Höhe gebracht, so nimmt das Spannungsgefälle bei $r = 88$ um etwa 43 % ab:

λ	700	800	1000	1500	2000
%	43	45	45	42,2	40

bei $r = 20$ dagegen durchschnittlich um 76 %:

λ	600	700	800	1000	2000
%	67,5	73	76,5	79,5	85,5

Die letztere Tabelle zeigt außerdem, daß die Abnahme bei $r = 20$ bei langen Wellen größer ist als bei kurzen.

Ferner läßt sich aus dem Diagramm C_4 deutlich der große Unterschied in den Werten des Spannungsgefälles bei geerdeter Antenne

Diagramm · C_3.

(75 m hoch) und Antenne mit Gegengewicht für $r = 20$ entnehmen. Die Werte des Spannungsgefälles für verschiedene Wellenlängen bei geerdeter Antenne (75 m hoch) und Antenne mit Gegengewicht (5 m hoch) und die prozentmäßige Abnahme des Spannungsgefälles, welche eintritt, wenn vom ersten zum zweiten System übergegangen wird, sind in der folgenden Tabelle zum Ausdruck gebracht:

Tabelle 21.

	Geerd. Antenne	Ant. m. Gegengew.	
λ	e	e	%
600	624	400	36
700	550	317	42,4
800	488	273	44
1000	405	225	44
2000	234	181	23

Es wurde durch die eben behandelten Messungen vor allem festgestellt, daß mit zunehmender Höhe des Gegengewichtes über dem Erdboden das Spannungsgefälle in 0,25 m Tiefe sinkt. Da in dem

Diagramm C_4.

gleichen Maße auch die Dämpfung des schwingenden Systems vermindert wird, so liegt es nahe, zu vermuten, daß die Dämpfung in sehr erheblichem Grade bedingt wird durch den Verlust, der von den Erdströmen herrührt: Wenn in dem leitenden Erdboden Spannungen vorhanden sind, so finden diese ihren Ausgleich in Erdströmen, welche Energie absorbieren, in Joulesche Wärme umsetzen und so Veranlassung zu einer Vermehrung der Dämpfung geben.

Die Berechtigung, einen Zusammenhang zwischen der Abnahme des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe und der Dämpfung zu konstruieren, ist jedoch nur dann vorhanden, wenn in dem gleichen Maße wie die Abnahme des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe erfolgt, auch

die Intensität des gesamten Spannungsfeldes in Erde verringert wird. Dies wird z. B. der Fall sein, wenn bei den verschiedenen Höhen des Gegengewichtes die relative Verteilung der Stromlinien in

Diagramm C_5.

Erde die gleiche bleibt. Diese letztere Bedingung ist nun in der Tat erfüllt, wie aus der Bestimmung der Verteilung des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu, auf die weiter unten eingegangen wird, hervorgeht.

3. Verteilung des Spannungsgefälles entlang der Erdoberfläche in 0,25 m Tiefe für eine Höhe des Gegengewichtes von 15 m.

Die Verteilung des Spannungsgefälles entlang der Erdoberfläche in 0,25 m Tiefe ist für verschiedene Wellenlängen durch das folgende Diagramm C_6 gegeben.

4. Verteilung des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu.

Die folgenden Diagramme C_7, C_8, C_9, C_{10} ($h = 10$), C_{11} ($h = 10$), geben die Verteilung des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu bei $r = 20$, 30, $40 \cdot 5$, 67, 88, und zeigen, daß nur bei $r = 20$, also direkt unter dem Gegengewicht, die relative Verteilung des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu merklich verschieden ist von derjenigen bei der geerdeten Antenne (75 m hoch): Bei Antenne mit Gegengewicht (15 m hoch) nimmt bei $r = 20$ das Spannungsgefälle nach der Tiefe zu viel langsamer ab als bei der geerdeten Antenne (75 m hoch) [vgl. Diagr. A_7].

Der Skineffekt bewirkt auch hier wieder, daß die Abnahme um so schneller erfolgt, je kleiner die Wellenlänge ist.

Diagramm C_6.

10^{-3} V

600 550 500 450 400 350 300 250 200 150 100 50

$\lambda = 500$
$\lambda = 765$
$\lambda = 1000$
$\lambda = 2000$

5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 55 60 65 70 75 80 85 90 95 100

Entfernung vom Antennenfussp in m.

Diagramm C_7.

10^{-3} V

380 360 340 320 300 280 260 240 220 200 180 160 140 120 100 80 60 40 20

$\lambda = 495$
$\lambda = 660$
$\lambda = 952$
$\lambda = 1511$
$\lambda = 2105$

0 0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 0,8 0,9 1 1,1 1,2 1,3 1,4 1,5 1,6 1,7 1,8 1,9 2 2,1 2,2 2,3 2,4 2,5 2,6

Tiefe unter der Erdoberfläche in m

Diagramm C_8.

Tiefe unter der Erdoberfläche in m.

Diagramm C_9.

Tiefe unter der Erdoberfläche in m.

Diagramm C_{10}.

Diagramm C_{11}.

5. Zusammenhang der Resultate entlang der Erdoberfläche und nach der Tiefe zu.

Durch das Diagramm C_{12} ist die Beziehung dargestellt zwischen der Verteilung des Spannungsgefälles entlang der Erdoberfläche und nach der Tiefe zu. Die Messungen entlang der Erdoberfläche sind

durch die Kurven *a* ausgedrückt. Die Kurven *b* geben für verschiedene Wellenlängen die Lage des Minimums im Erdboden an und bestimmen in den Kurven *a* die Stellen, an denen ebenfalls das Spannungsgefälle ein Minimum haben muß. Das Diagramm zeigt, wie gut auch bei Antenne mit Gegengewicht die Übereinstimmung der Resultate der beiden Hauptmeßreihen ist.

Diagramm C_{12}.

Aus den Kurven *b* des Diagrammes C_{12} läßt sich der mittlere Winkel α entnehmen, unter dem die Stromlinien des Hauptflusses z. B. für die Wellenlängen $\lambda = 500$, 765, 2000 gegen die Erdoberfläche geneigt verlaufen. Es ergibt sich folgende Tabelle:

λ	500	765	2000
α	3° 10′	2° 40′	2° 10′

Vom Hauptfluß weiter ins Feld hinaus wird der Neigungswinkel der Stromlinien gegen die Erdoberfläche etwas kleiner werden.

In das Diagramm C_8, welches die Verteilung des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu bei $r = 30$ für eine Höhe des Gegengewichtes von 15 m angab, ist eine gestrichelte Kurve für $\lambda = 765$ m eingezeichnet, die man erhält, wenn das Gegengewicht 30 m hoch ist. Der Verlauf dieser Kurve beweist, daß auch bei größerer Höhe des Gegengewichtes als $h = 15$ die relative Verteilung der Stromlinien bei $r = 30$ die gleiche bleibt. Die Messungen des Spannungsgefälles nach der Tiefe zu bei $r = 20$ und $r = 88$ ergaben ebenfalls, daß die relative Verteilung der Stromlinien sich nicht wesentlich ändert mit wachsender Höhe des Gegengewichtes, daß dagegen die absoluten Beträge des Spannungsgefälles in dem gleichen Maße kleiner werden.

Es wird also tatsächlich die Intensität des gesamten Spannungsfeldes in Erde und damit der Energieverbrauch durch Erdströme in der näheren Umgebung der Antenne mit wachsender Höhe des Gegengewichtes verringert.

Durch diese experimentell festgestellte Tatsache ist die Berechtigung der oben aufgestellten Behauptung erwiesen, daß zwischen der beobachteten gleichzeitigen Abnahme der Dämpfung (des schwingenden Systems) und des Spannungsgefälles in 0,25 m Tiefe ein inniger Zusammenhang besteht.

Tiefe des Eindringens der Ströme in die Erde. Aus den Kurven, welche die Verteilung des Spannungsgefälles mit zunehmender Tiefe darstellen, bei $r = 30$, 40,5, 67, 88 (Diagramm C_8 bis C_{11}), läßt sich entnehmen, wie tief etwa die Strömung bei einer Höhe des Gegengewichtes von 15 m in die Erde eindringt. Verlängert man die Kurven der betreffenden Diagramme bis zum Schnittpunkt mit der Abszissenachse, so ergibt sich, daß, wie bei der geerdeten Antenne (75 m hoch), die langen Wellen tiefer in die Erde eindringen als die kurzen, was wieder auf den Einfluß des Skineffektes zurückzuführen ist. Die mittlere Tiefe d hat für die verschiedenen Entfernungen ungefähr die durch die folgende Tabelle angegebenen Werte:

r	30	40,5	67	88
d	3—3,5	4,5	4,5—5	3,5—4

Im Diagramm C_{12} sind in dem schraffierten Teil, der das Erdreich vorstellen soll, diese Tiefen durch eine gestrichelte Kurve verbunden.

IV. Schlussbemerkung.

Die durchgeführte Untersuchung wurde unternommen vom Antennenfußpunkt aus in Richtung des Radius, der durch die eine Spitze *A* des Geländedreiecks geht (siehe Fig. 15). An den verschiedensten Punkten des Geländes wurden jedoch Messungen des Spannungsgefälles ausgeführt, aus denen folgt, daß für eine Tiefe von 0,25 m die Verhältnisse symmetrisch zur Antennenachse liegen, d. h. also: auf einem Kreise mit Radius r um die Antenne herum ist das Spannungsgefälle in 0,25 m Tiefe bei derselben Wellenlänge im wesentlichen von der gleichen Größe. Daraus kann man schließen, daß auch die Verteilung der Stromlinien nach der Tiefe zu in gleichen Abständen vom Antennenfußpunkt annähernd dieselbe ist. Die Resultate der Untersuchung, die in einer bestimmten räumlichen Richtung ausgeführt wurde, lassen sich demnach auf das ganze Feld um die Antenne herum übertragen.

Fig. 15.

V. Zusammenfassung.

1. Es wurde das Feld der Erdströme in der näheren Umgebung einer Sendeantenne für drahtlose Telegraphie durch Messungen des Spannungsgefälles untersucht. Die Größe des Spannungsgefälles ist ein Maß für die an der betreffenden Stelle des Erdreichs vorhandene Stromdichte. Als Meßinstrument diente ein Duddellsches Thermogalvanometer. — Der untersuchte Bereich liegt etwa in einem Kreise mit dem Radius $r = 100$ m um den Antennenfußpunkt als Mittelpunkt.

2. Die Untersuchung wurde durchgeführt an geerdeter Antenne (75 m hoch), geerdeter Antenne (variable Höhe) und Antenne (75 m hoch) mit Gegengewicht (in verschiedener Höhe). Bei jedem dieser Systeme wurden zwei Hauptmeßreihen gemacht:

a) in radialer Richtung für eine Tiefe von 0,25 m,
b) in verschiedener Entfernung von der Antenne nach der Tiefe zu.

3. Die Untersuchung ergab für die geerdete Antenne folgende typische Stromlinienverteilung: Die Strömung geht in radialer Richtung vom Erdungsring aus und dringt innerhalb des untersuchten Bereichs schätzungsweise etwa 4—5 m tief ein. Die Stromlinien sind schwach gegen die Erdoberfläche gekrümmte Kurven, die unter einem Neigungswinkel von etwa 2—3° verlaufen. Die Strömung zeigt einen relativen Hauptfluß, der seine Entstehung der Anwesenheit des Grundwassers (in ca. 1,50 m Tiefe) verdankt. Der relative Hauptfluß verläßt in einer Entfernung $r = 20$ m vom Antennenfußpunkt das Grundwasser und ruft an seiner Mündungsstelle an der Erdoberfläche (für $\lambda = 1000$ m etwa zwischen $r = 55$ m und $r = 85$ m) eine relative Erhöhung des Spannungsgefälles hervor.

Durch folgende Faktoren wird die Stromlinienverteilung wesentlich beeinflußt:

1. Wellenlänge,
2. Höhe des Antennenschirmes,
3. Leitvermögen des Erdbodens.

ad 1. Es tritt im Erdboden ein Skineffekt auf, der mit kleiner werdender Wellenlänge zunehmend die Strömung nach der Erdoberfläche hin drängt. Der Skineffekt bewirkt eine Abnahme der Stromdichte nach der Tiefe zu, die umso schneller erfolgt, je kleiner die Wellenlänge ist.

ad 2. Mit geringer werdender Höhe des Antennenschirmes findet:

a) Eine Konzentration des elektrischen Feldes nach dem Raum zwischen Antennenschirm und Erde hin statt,
b) die Strömung dringt tiefer in die Erde ein,
c) die Stromlinien verlaufen stärker gekrümmt.

ad 3. Wenn die oberen Erdschichten durch Regen ein höheres Leitvermögen erhalten, so beobachtet man, daß dann in diesen Schichten ein verstärkter Stromlinienfluß erfolgt. Es wird also die ganze Strömung näher an die Erdoberfläche herangeschoben.

4. Die Untersuchung bei Antenne (75 m hoch) mit Gegengewicht ergab, daß die Stromlinienverteilung durch die gleichen Faktoren wie bei der geerdeten Antenne beeinflußt wird. Die Stromlinienverteilung selbst ist ähnlich derjenigen bei der geerdeten Antenne. Außerhalb des Gegengewichtes stimmt die Verteilung in beiden Fällen wesentlich überein. Direkt unter dem Gegengewicht ist eine Abweichung vorhanden. Denn bei der geerdeten Antenne geht die Strömung aus von dem in die Erde versenkten Streckmetall-Ring. Bei Antenne mit Gegen-

gewicht jedoch geht die Strömung aus von dem Gegengewicht: Kraftlinien entspringen auf dem Gegengewicht, dringen in die Erde ein, setzen sich hier in Stromlinien um, um außerhalb des Gegengewichtes die Erde als Kraftlinien wieder zu verlassen und sich an dem Antennenschirm anzuheften.

Ferner zeigte sich

a) daß für alle Höhen des Gegengewichtes und für alle Wellenlängen ($\lambda = 300$ bis $\lambda = 2000$ m) die Dämpfung der Schwingungen geringer ist als bei der geerdeten Antenne (75 m hoch) und

b) daß die Dämpfung bei Antenne mit Gegengewicht um so geringer wird, je höher das Gegengewicht ist.

Experimentell konnte festgestellt werden, daß in dem gleichen Maße wie die Dämpfung auch der Wert des Spannungsgefälles in allen Punkten des Erdbodens sinkt. Demnach wird auch der Energieverbrauch durch die Erdströme mit wachsender Höhe des Gegengewichtes geringer. Es liegt also nahe, zu vermuten, daß die Dämpfung des schwingenden Systems in sehr erheblichem Grade durch den Energieverbrauch, der von den Erdströmen herrührt, bedingt wird.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Dr. H. Th. Simon ausgeführt. Es ist mir ein Bedürfnis, auch an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer für die mannigfachen Anregungen und Ratschläge, die er mir hat in reichem Maße zuteil werden lassen, meinen besten Dank auszusprechen.

Ebenso danke ich Herrn Dr. M. Reich sehr für seine Ratschläge und sein reges Interesse an dem Fortgang der Arbeit.

Auch dem Assistenten des Instituts, Herrn Dr. H. Busch bin ich für seine Ratschläge zu vielem Dank verpflichtet.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität, Mai 1911.

(Eingesandt 1. Juni 1911.)

Über den dämpfenden Einfluss der Erde auf Antennenschwingungen.

Mitteilungen aus der radioelektrischen Versuchsanstalt für Marine und Heer, Göttingen.

Von **M. Reich.**

Die ursprüngliche, Hertzsche, Form eines Senders elektromagnetischer Wellen ist ein symmetrisches Gebilde, bei welchem die Stelle der Erregung in der Mitte, im Strombauche der Grundschwingung, liegt. Je weiter entfernt von diesem Strombauche man die erregende E.M.K. angreifen läßt, um so kleiner ist die Intensität der Schwingungen in dem betreffenden Schwingungskreise. Bei den in der Praxis erforderlichen Dimensionen der offenen Schwingungskreise ist eine symmetrische Form mit Erregung in der Mitte konstruktiv ausgeschlossen. Man verbindet daher den Fußpunkt der Antennen entweder nach dem Vorschlage von Marconi direkt mit dem leitenden Teile der Erde (Grundwasser) oder nach F. Braun mit einem dicht über der Erde liegenden, oder in die obersten trockenen Teile der Erde eingepflügten Drahtnetz (Gegengewicht), wodurch dann eine kapazitive Verbindung mit dem Grundwasser hergestellt ist. In beiden Fällen erhält man in der Erde ein je nach der Leitfähigkeit der Erde mehr oder weniger vollkommenes Spiegelbild der Schwingungen in der Antenne, der Strombauch der Grundschwingung liegt im Fußpunkte der Antenne, und hier läßt man die erregende E.M.K. angreifen. Je höher das Gegengewicht über dem Boden angebracht wird, um so schwächer wird die „Erdverbindung" werden, durch geeignete Dimensionierung wird man dabei aber doch den Strombauch im Antennenfußpunkte halten können. Für die Ausbreitung der Wellen ist die Verbindung mit der Erde völlig belanglos, wie durch zahlreiche praktische Versuche[1]), durch die Telegraphie vom und zum Ballon, sowie auch durch die theoretischen Arbeiten von Sommerfeld[2]) erwiesen ist; die Energieverluste in der Erde, welche die schädliche Dämpfung im Antennenkreise erhöhen, werden jedoch bei den verschiedenen Formen verschieden sein. Wie groß diese Verluste sind, läßt sich von vornherein nicht sagen, solange

1) J. S. Sachs, Dissertation, Gießen 1905.

2) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 28, S. 665, 1909.

man nicht den Verlauf der Stromlinien in der Erde kennt. Der Messung zugänglich war bisher nur bei direkter Erdung der Übergangswiderstand von den Metallmassen ins Grundwasser; nach dem dafür gefundenen Werte schätzte man vielfach die Güte der betreffenden Erdung ein. Die zur Ermittelung dieses Erdungswiderstandes benutzte Meßmethode besteht darin, daß man mehrere Erdverbindungen (wenigstens 3), herstellt und durch Messung der gegenseitigen Widerstände mittels Wechselstromes Werte erhält, aus denen sich die Widerstände der einzelnen Erdungen errechnen lassen (Methode Wiechert[1]). Da dieser so bestimmte Widerstand im Schwingungskreise liegt, ist es natürlich wichtig, ihn möglichst klein zu machen, er bildet aber an sich noch kein Maß für die Verluste in der Erde, denn von den Metallteilen, mögen sie aus einer Platte im Grundwasser oder aus weitverzweigten im Erdboden vergrabenen Metallmassen bestehen, werden sich die Stromlinien noch weit im Boden ausbreiten, und da dieser aus schlecht leitenden Stoffen besteht, muß hier eine Wärmeentwickelung und damit ein Energieverlust auf Kosten der Antennenenergie auftreten. Die Erdung muß also eine Vergrößerung des schädlichen Dämpfungsdekrementes zur Folge haben. Auch bei kapazitiver Erdung werden diese Erdströme auftreten, da ein Teil des Kraftlinienfeldes hier ebenfalls eine Strecke in der Erde verläuft; auch hier müssen wir also Energieverluste durch die Erde und damit erhöhte Dämpfung erwarten[2]).

Im Folgenden soll der dämpfende Einfluß der Erde bei verschiedenen Erdungsformen untersucht werden: Bei Leitungserdung konnte dazu eine Methode angewandt werden, welche direkt den Wattverbrauch in Erde in der Nähe des Antennenfußpunktes unter verschiedenen Betriebsbedingungen zu messen gestattet; bei kapazitiver Erdung werden eine Reihe von vergleichenden Messungen der Dämpfung bei Gegengewichten verschiedener Größe, Höhe usw. ausgeführt.

I. Der dämpfende Einfluß der Erde bei Leitungserdung.

Beschreibung der Station.

Die Station, an welcher die Erdungsmessungen ausgeführt wurden, steht in einem Flußtal, der Boden besteht aus Ackererde, darunter Lehm,

1) E. Wiechert, Elektrot. Ztschr. 14, 726, 1893.

2) W. Burstyn, Elektrot. Ztschr. 27, 1117, 1906. W. B. berechnet aus Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit des Erdreichs die in der Erdschicht zwischen Gegengewicht und Grundwasserspiegel bei vertikalem Stromlinienverlauf absorbierte Energie.

dann Kies; der Grundwasserspiegel liegt etwa 1,4 m unter der Erdoberfläche. Die Antenne besteht aus drei parallelen Emaillelitzendrähten, welche vertikal zu dem in etwa 76 m Höhe horizontal ausgespannten Schirme führen. Dieser wird gebildet durch 60 dünne, von der Mitte strahlenförmig auslaufende Drähte, er überdeckt die Fläche eines gleichseitigen Dreiecks von ca. 76 m Seitenlänge. Die Erdung ist folgendermaßen ausgeführt: Um den Fußpunkt der Antenne ist mit einem Radius von 12 m ein Zylinder aus „Streckmetall" in die Erde vergraben, so tief, daß er reichlich zur Hälfte im Grundwasser steht. Als Zuleitung dienen acht von der Mitte radial ausgehende, mit dem Zylinder verlötete Streckmetallbahnen. Der Widerstand dieser Erdung, gemessen mit Wechselstrom nach der Brückenmethode (Wiechert) beträgt etwa 0,45 Ohm. In die Antennenbahn war noch eingeschaltet: ein Selbstinduktionsvariometer V (Fig. 1), ein Amperemeter A und eine Koppelungsspule K; durch letztere war er direkt gekoppelt mit einem geschlossenen Schwingungskreise, der eine Silberplattenfunkenstrecke F enthielt, so daß im Antennenkreise nach der Wienschen Methode „schwach gedämpfte" Schwingungen erregt werden konnten. Der Primärkreis wurde durch Wechselstrom von etwa 600 Perioden mit Resonanzinduktor gespeist.

Methode der Messung.

Da der Verlauf der Strömungslinien in der Erde von der Frequenz der Schwingungen abhängt, mußte eine Methode gewählt werden, welche während des Betriebes die in den betreffenden Teilen der Strombahn auftretenden Verluste zu messen gestattet, also eine Methode, welcher einer Leistungsmessung mit Wattmeter entspricht. Die Verwendung von Spulenwattmetern ist in Hochfrequenzkreisen ausgeschlossen, hauptsächlich, weil bei der großen Selbstinduktion der Spannungsspule der in ihr fließende Strom nicht in Phase mit der Spannung sein kann. Infolgedessen wurde hier eine elektrometrische Leistungsmeßmethode angewandt, als Meßinstrument wurde das von Dolezalek konstruierte Binantelektrometer benutzt.

Für eine Leistungsmessung z. B. zwischen den Punkten A und B (Fig. 2) eines Schwingungskreises ist noch ein induktions- und kapazitätsfreier Widerstand W in den Kreis einzuschalten, die beiden Binanten sind dann z. B. mit A und B, die beiden Nadelhälften mit A und C zu verbinden. Der Ausschlag des Instrumentes ist dann proportional der Leistung zwischen A und B. Denn bezeichnet man mit

e_1 den Momentanwert der Spannung zwischen C und A, mit e_2 denjenigen zwischen A und B, so ist der Ausschlag:

$$A = \frac{E}{T}\int_0^T e_1\, e_2\, dt,$$

wobei E ein Proportionalitätsfaktor und T die Periode der Schwingung bedeutet. Da W induktions- und kapazitätsfrei ist, ist $e_1 = i\,W_1$, i sei der Momentanwert des Stromes, also:

$$A = \frac{E\,W_1}{T}\int_0^T i\, e_2\, dt,$$

Fig. 1.

Fig. 2.

$\frac{1}{T}\int_0^T i\, e_2\, dt$ ist aber gleich der Leistung zwischen A und B, also $= J^2 W_2$, wenn J den Effektivwert des Stromes und W_2 den den Jouleschen Verlusten[1]) entsprechenden Widerstand bedeutet. Es ist also:

$$A = E\,W_1\,J^2\,W_2. \tag{1}$$

J und W_1 sind bekannt; um W_2 zu erhalten, ist also noch der Proportionalitätsfaktor E zu ermitteln; am einfachsten verfährt man auf folgende Weise: Man verbindet Nadel und Binanten mit A und C, dann ist der erhaltene Ausschlag:

$$B = \frac{E}{T}\int_0^T e_1^{\,2}\, dt = E\,J^2\,W_1^{\,2}. \tag{2}$$

Aus Gleichung (1) und (2) folgt:

$$W_2 = W_1\,\frac{A}{B}.$$

1) Bei offenen Kreisen kommen noch die Strahlungsverluste dazu.

Die Messung geschieht also in der Weise, daß die Binanten dauernd mit W_1 verbunden bleiben, und die Nadelhälften zunächst mit A und B, dann ebenfalls mit W_1 (C und A) verbunden werden. Das Verhältnis der Elektrometerausschläge in den beiden Schaltungen, multipliziert mit dem bekannten Widerstande W_1 gibt den für die Verluste maßgebenden Widerstand W_2 zwischen A und B. Die Messungen werden um so genauer sein, je kleiner die Kapazität der Binanten, sowie der Nadelhälften ist, je mehr nämlich die Ströme, welche durch das Elektrometer fließen, gegenüber dem Strom im Schwingungskreise zu vernachlässigen sind. Bei langsamen Schwingungen werden die Angaben des Instrumentes also genauer sein, als bei schnelleren. Der hier benutzte Widerstand war ein Schniewindscher Konstantendraht (im Zickzack zwischen Asbestfäden hin und her laufender Draht). Er erwies sich für diese Versuche als hinreichend induktions- und kapazitätsfrei; die Widerstände wurden bei verschiedenen Wellenlängen gemessen und ergaben auf wenige Prozent übereinstimmende Werte, wie nachstehende Tabelle als Beispiel zeigt.

Tabelle 1.

Wellenlänge	Widerstand
840	6,72
960	6,83
1470	6,73
2150	6,75

Mit der angegebenen Methode wurde die Leistung bzw. der für die Jouleschen Verluste im Erdboden maßgebende Widerstand in der Nähe der Antenne bestimmt. Es waren dazu außerhalb des Erdungszylinders im Abstande von 1,9; 2,6; 12,6; 21,8 und 39,1 m Löcher bis unter den Grundwasserspiegel in die Erde gebohrt und in diese als Sonden zusammengerolltes Streckmetall gesteckt worden. Wegen der Symmetrie der Erdungs- und Antennenanlage kann man annehmen, daß konzentrische Kreise um den Antennenfußpunkt Stellen gleichen Potentials darstellen. Der zwischen Erdungsring und einer Sonde gemessene „Widerstand" ist also der Widerstand, den die Stromlinien vom Antennenfußpunkte bis zu der Kreisperipherie erfahren, auf der die Sonde liegt.

Beobachtungsresultate.

In Tabelle 2 sind die Resultate einer Meßreihe zusammengestellt. Sie zeigen:

1. Die Stromlinien haben bei ihrer Ausbreitung im Boden einen Widerstand zu überwinden, der den Betrag von mehreren Ohm erreicht, der also wesentlich größer ist, als der Übergangswiderstand vom Metall ins Grundwasser.

Tabelle 2.

Wellenlänge	Widerstand (Ohm), gemessen mit				
m	Sonde I	Sonde II	Sonde III	Sonde IV	Sonde V
1020	1,8	2,0	3,0	3,4	3,6
1030	1,9	2,0	2,95	3,5	3,6
1110	1,5	1,7	2,6	2,9	3,5
1500	1,05	1,2	2,1	2,3	3,1
1900	0,5	0,7	1,15	1,4	1,6

2. Mit wachsender Entfernung der Sonde vom Antennenfußpunkte nimmt der Widerstand zu. (Fig. 3 enthält eine graphische Darstellung der Werte von Tabelle 2.)

Fig. 3.

3. Der Widerstand ist abhängig von der Schwingungsfrequenz, derart, daß er mit zunehmender Frequenz größer wird.

Es wurde ferner festgestellt, daß bei einer Variation der Stromstärke von 1,5—3,6 Ampère der Widerstand unabhängig ist von der Stromstärke.

Diese hier gefundenen Widerstandswerte sind nun nicht mit ihrem vollen Betrage maßgebend für die Dämpfung im Antennenkreise; sie würden es nur sein, wenn 1. in der Erde nur Leitungs-, kein Verschiebungsstrom vorhanden wäre, und 2. wenn der Strom von der Koppelungsspule bis zur Sonde als quasistationär zu betrachten wäre. Das Verhältnis des Leitungs- zum Verschiebungsstrome im feuchten

Erdreich läßt sich nach den von Zenneck und Eickhoff[1]) gemessenen Leitfähigkeiten und Dielektrizitätskonstanten berechnen. Nehmen wir für vorliegenden Fall Lehmerde mit etwa 19 % Wasser[2]) an, die nach Zenneck eine Leitfähigkeit von $37 \cdot 10^{-14}$ und eine Dielektrizitätskonstante von etwa 8 besitzt, so beträgt das Verhältnis des Leitungs- zum Verschiebungsstrome etwa 100 zu 0,7. Der Verschiebungsstrom ist also hier gegen den Leitungstrom zu vernachlässigen. Wie weit der Strom zwischen Antennenfußpunkt und Sonde als quasistationär anzusehen ist, läßt sich nur beurteilen, wenn der Verlauf der Stromlinien im Erdboden bekannt ist. Von H. True[3]) sind nun dahingehende Untersuchungen angestellt worden. Er fand, daß die Stromlinien in der Nähe der Antenne zum größten Teil in einer nur wenige Meter dicken Schicht unter der Erdoberfläche verlaufen, mit einem zunächst nur sehr schwachen Ansteigen gegen die Erdoberfläche. Der Hauptfluß der Kraftlinien trifft die Oberfläche erst in einer Entfernung von etwa 40—60 m. Bis zur Entfernung von 30 m vom Antennenfußpunkte an verlassen bei einer Wellenlänge von 1000 m nur etwa 20 % die Erde, um sich zur Antenne hin zu schließen.

Nehmen wir in erster Annäherung an, daß sich diese 20 % gleichmäßig über die 30 m verteilen, dann würden die in Tabelle 2 (S. 181) angegebenen Werte folgendermaßen zu verkleinern sein, um die für die Dämpfung des Antennenkreises maßgebenden Werte zu erhalten:

Die	mit	Sonde	I	erhaltenen	Werte	um	8,8 %
„	„	„	II	„	„	„	9,3 %
„	„	„	III	„	„	„	25 %
„	„	„	IV	„	„	„	44 %

Bei kürzeren Wellen als 1000 m würden die Korrekturen etwas stärker, bei längeren etwas geringer ausfallen müssen, da bei den kürzeren Wellen nach den Beobachtungen von H. True die Kraftlinien früher aus dem Erdboden heraustreten als bei den längeren.

Für die Widerstandswerte wurde ein Ansteigen mit wachsender Frequenz gefunden. Der Grund dafür liegt in einem stärkeren Zusammendrängen der Stromlinien an die Erdoberfläche (Skineffekt), eine

---

1) Ann. d. Phys. 23, 859, 1907.

2) Messungen von H. True (Dissert. Gött. 1911) ergeben etwa diese Werte.

3) H. True, Dissertation, Göttingen 1911.

Erscheinung, die von H. True ebenfalls experimentell bestätigt worden ist[1]).

Im folgenden sei noch kurz auf eine Vergleichung der hier gewonnenen Resultate und der von H. True erhaltenen Werte eingegangen. Wenn man annimmt, daß im Erdboden nur Leitungsstrom, kein Verschiebungsstrom vorhanden ist, dann läßt sich aus den hier gefundenen Widerstandswerten das mittlere Spannungsgefälle zwischen zwei Sonden für den Meter bei 5 Ampère Antennenstrom ausrechnen. In Tabelle 3 sind einige auf diese Weise erhaltene Werte mit entsprechenden Werten von H. True zusammengestellt.

Tabelle 3.

Wellenlänge	Spannungsdifferenz für 1 m bei 5 Ampère Antennenstrom	
	Errechnet aus W	Gemessen (True)
765		0,252
960	0,247	
1025		0,184
1920	0,143	0,122
2090		0,117
2290	0,104	

Wie man sieht, stimmen die Werte der Größenordnung nach gut überein, nur sind die Werte von H. True durchweg niedriger, und zwar ist der Unterschied um so größer, je kleiner die Wellenlänge ist. Der Unterschied beruht vielleicht darauf, daß mit der hier benutzten Methode nur der Verlustwiderstand W gemessen wird, während H. True die Gesamtspannung $\left(i\sqrt{W^2 + \frac{1}{W^2 C^2}}\right)$ mißt. Es müßte dann allerdings das Verhältnis Verschiebungs- zum Leitungsstrom größer sein als oben angenommen wurde.

Eine Änderung der Antennenform wird dann von Einfluß auf den Erdwiderstand sein, wenn dadurch das Stromlinienbild wesentlich geändert wird. Folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung von Versuchsreihen, die angestellt wurden:

1) Eine Abhängigkeit der Leitfähigkeit des feuchten Erdreichs von der Schwingungsfrequenz ist nicht wahrscheinlich, da Nernst auch bei schnellen Schwingungen für Elektrolyte das Ohmsche Gesetz bestätigt gefunden hat. (Ann. d. Phys. 15, 836, 1904.)

1. Unter Benutzung der beschriebenen hohen Antenne.
2. Einer Antenne mit ebenso großem Schirm, der sich jedoch nur 15 m über dem Boden befand.
3. Einem einfachen 70 m langen, im Winkel von etwa 60° in die Höhe geführten Drahte.

Tabelle 4.

Wellenlänge	Hohe Antenne I		Niedrige Antenne II		Einfache Draht-Ant. III
	Widerstand		Widerstand		Widerstand
	Sonde II	Sonde IV	Sonde II	Sonde IV	Sonde II
680					7
780			2,5	3,85	
900					4,6
960	2,35	3,3			
1020			1,9	3,1	
1030					3,7
1170			1,5	2,4	
1320	1,3	2,2			
1340					2,3
1500	1,0	1,7	0,95	1,9	
1750			0,8	1,5	
1920	0,7	1,25			

Für die erste und zweite Antenne ist ein Unterschied im Widerstande nicht festzustellen, hingegen erhält man bei Benutzung der dritten Antenne beträchtlich höhere Widerstandswerte. In den ersten beiden Fällen wird der Kraftlinienverlauf in Erde wesentlich derselbe sein, während bei Antenne III mit ihrer sehr viel kleineren Kapazität offenbar das Kraftlinienfeld ein viel geschlosseneres ist.

II. Der dämpfende Einfluß der Erde bei Verwendung von Gegengewichten.

Der Zweck der direkten Erdung, den Strombauch der Schwingung an den Fußpunkt der Antenne zu legen, wird auch erreicht durch Verbindung des Antennenfußpunktes mit einem hinreichend großen Drahtnetz, das entweder in der Luft, isoliert von der Erde, horizontal ausgespannt, oder in die obersten schlecht leitenden Schichten des Erd-

bodens eingepflügt werden kann[1]). Tatsächlich ist damit bei allen Landstationen — im Gegensatz zu den Ballonstationen — auch eine Verbindung mit der Erde, allerdings nur kapazitiver Art, vorhanden. Ein Teil der Kraftlinien wird auch hier teilweise in der Erde verlaufen. Die Größe dieses Anteiles ergibt sich aus folgender Betrachtung: Die wirksame Kapazität C des Schwingungskreises besteht hier aus 2 parallel geschalteten Kapazitäten: C_1 und C_2, also $C = C_1 + C_2$. C_1 bedeutet die Kapazität Antenne—Gegengewicht, während C_2 den beiden in Serie geschalteten Kapazitäten Antenne—Erde (C_3) und Erde—Gegengewicht (C_4) entspricht, mithin $C_2 = \frac{C_3 \cdot C_4}{C_3 + C_4}$. C_1 entspricht also der Summe der Kraftlinien, welche direkt von der Antenne zum Gegengewicht verlaufen, während die für C_2 maßgebenden Kraftlinien von Antenne zur Erde und auf einem mehr oder weniger langen Wege im Erdboden von der Erde zum Gegengewicht verlaufen. Hierbei werden infolge des Ohmschen Widerstandes im Erdboden ebenso wie bei direkter Erdung Energieverluste auftreten, welche die Dämpfung des Antennenkreises erhöhen. Diese Verluste werden auch hier von der Schwingungsfrequenz abhängen. Für die Größe der Verluste ist maßgebend das Verhältnis $\frac{C_2}{C_1}$. Je kleiner $\frac{C_2}{C_1}$ wird, um so geringer werden die Verluste. Bei unveränderter Antenne wird nun $\frac{C_2}{C_1}$ um so kleiner, je höher das Gegengewicht über den Boden gehoben wird, je mehr es damit dem Antennenschirm genähert wird, und zweitens je größer seine Ausbreitung ist, d. h. je länger oder je dichter seine Drähte gespannt sind. Bei Ballonstationen, die sich in beträchtlicher Höhe über dem Boden befinden, ist $C_2 = 0$, hier haben wir unter sonst gleichen Bedingungen die geringste Dämpfung.

Im folgenden sollen einige Versuche zur Erläuterung dieser Ausführungen beschrieben werden.

1) Ist in letzterem Falle der Leitungswiderstand zwischen Gegengewicht und Grundwasser gegenüber dem kapazitiven Widerstande nicht zu vernachlässigen, so nähert sich dieser Fall wieder dem der direkten Erdung, mit dem Unterschiede, daß hier noch eine Kapazität zum Erdungswiderstand parallel geschaltet erscheint.

A. Dämpfender Einfluß der Erde bei verschieden hoch gespannten Drähten.

Zwei je 70 m lange Drähte wurden horizontal nach nahezu entgegengesetzten Richtungen in den Höhen 2,6, 1,3 oder 0,3 m über dem Boden isoliert ausgespannt. Die Drähte waren an die Enden

Fig. 4.

einer Spule angeschlossen (Fig. 4); in diesem System wurden durch Stoßerregung Schwingungen erzeugt, deren Dämpfung bestimmt wurde. Die erhaltenen Werte sind in nachstehender Tabelle enthalten und in Fig. 5 graphisch aufgetragen.

Wellenlänge	Dämpfungsdekremente bei		
	2,6 m	1,3 m	0,3 m
427	0,070		
440		0,093	
468			0,121
950	0,029		
975		0,032	
1050			0,040
1410	0,023		
1456		0,024	
1560			0,031
1800	0,020		
1840		0,020	
1965			0,024

Die Dämpfungsdekremente sind um so größer, die Dämpfungskurve liegt um so höher, je niedriger die Drähte gespannt sind. Daß auch die Energieverluste größer sind bei der niedrigeren Lage der Drähte, ist jedoch nur dann zu schließen, wenn sich die Kapazität des Systems in geringerem Maße geändert hat als die Dämpfung. Denn Dämpfung $\mathfrak{d}$, Widerstand W, Kapazität C und Wellenlänge l hängen durch die Beziehung zusammen:

$$\mathfrak{d} = \frac{W \cdot C}{l} \cdot \text{konst.}$$

Die Bestimmung der Kapazitäten des Systems bei verschiedenen Höhen geschah durch Messung der Wellenlänge bei Zwischenschalten bekannter Kapazitäten bzw. Induktivitäten. Das Verhältnis der so er-

Fig. 5.

mittelten Kapazitäten stimmte übrigens gut mit demjenigen überein, das man aus der Änderung der Wellenlänge beim Senken der Drähte von 2,6 auf 1,3 bzw. 0,3 m errechnen kann. In folgender Tabelle ist das Verhältnis der Kapazitäten sowie das der Dämpfungsdekremente bei 600, 1000 und 1400 m Wellenlänge zusammengestellt.

Höhe der Drähte	Verhältnis d. Kapazitäten	Verhältnis der Dämpfungsdekremente		
		600 m	1000 m	1400 m
2,60	100	100	100	100
1,30	106	121	113	107
0,30	125	168	148	143

Man sieht, wie in der Tat die Dämpfungsdekremente stärker zunehmen, als die Kapazitäten, und zwar um so mehr, je kleiner die Wellenlänge ist. Bei tieferer Lage der Drähte ist also die Energieabsorption in der Erde größer, und zwar um so beträchtlicher, je kleiner die Wellenlänge ist.

(Schluß folgt.)

Über die Wirkungsweise des geknickten Marconischen Senders in der drahtlosen Telegraphie.

(Auszug aus der Münchener Dissertation.)

Von **Harald v. Hoerschelmann.**

(Schluß.)

Wenden wir uns nun zur Betrachtung der radialen Komponente $\mathfrak{E}_r$, so ergibt sich zunächst aus Gleichung (12) und (14), wenn man $\sqrt{s^2 - k_1^2}$ durch $i k_1 \frac{k_1}{k_2}$ ersetzt, daß ihre Intensität zu derjenigen von $\mathfrak{E}_z$ im Verhältnis von $|k_1| : |k_2|$ steht. Im Falle eines trockenen, schlechtleitenden Erdbodens würde also dieses Verhältnis immer noch etwa 1 : 3,5 betragen, so daß hier eine erhebliche Neigung der elektrischen Kraftlinien vorhanden ist und dementsprechend ein starkes Einströmen von Energie in den Erdboden.

Was ferner die Phasenverhältnisse betrifft, so sehen wir, daß $\mathfrak{E}_r$ und $\mathfrak{E}_z$ sich nur durch den Faktor $\frac{k_1}{k_2}$ voneinander unterscheiden. Da $\frac{k_2^2}{k_1^2} = \varepsilon_2 + 2 i \sigma c l$ ist, wenn σ die in CGS-Einheiten gemessene Leitfähigkeit und c und l Lichtgeschwindigkeit und Wellenlänge bedeuten, so ergibt sich für die großen Wellenlängen der drahtlosen

Telegraphie ein bedeutendes Überwiegen des imaginären Teils in obigem Ausdruck für alle in der Wirklichkeit vorkommenden Fälle. Es ist [1])

Für Seewasser $\frac{k_2^2}{k_1^2} = 80 + i \cdot 12 \cdot 10^4$

Für Süßwasser $\frac{k_2^2}{k_1^2} = 80 + i \cdot 120$

Für nassen Boden $\frac{k_2^2}{k_1^2} = 10 + i \cdot 600$

Für trockenen Boden $\frac{k_2^2}{k_1^2} = 4 + i \cdot 12$

wenn die Wellenlänge zu 2 km angenommen wird. Wenn wir daher $\frac{k_2^2}{k_1^2}$ der Einfachheit halber als rein imaginär ansehen wollen, so ist:

$$\frac{k_1}{k_2} = \left|\frac{k_1}{k_2}\right| e^{-i\frac{\pi}{4}}$$

das heißt $\mathfrak{E}_r$ bleibt in der Phase um etwa $\frac{\pi}{4}$ gegen $\mathfrak{E}_z$ zurück, so daß die Neigung der elektrischen Feldstärke gegen den Erdboden im Verlaufe einer Schwingung merklich veränderlich ist. Für trockenen Boden erhalten wir für den Vektor $\mathfrak{E}$ das Bild der Fig. 3.

Hierzu kommt dann noch die durch $\mathfrak{E}_\varphi$ gegebene geringfügige Pendelung des Vektors $\mathfrak{E}$ in der zur Zeichenebene senkrechten Richtung.

Endlich haben wir uns über die Abhängigkeit der Amplitude vom Winkel φ Rechenschaft abzulegen. Die Art der Abhängigkeit ist für beide Komponenten, wie wir in Gleichung (12) und (14) sahen, die gleiche und wird gegeben durch den Faktor

$$(A k_2 + B k_1 \cos\varphi) = B k_1 \left| v e^{i\gamma} + \cos\varphi \right|,$$

wo $v e^{i\gamma} = \frac{A}{B} \cdot \frac{k_2}{k_1}$ ist.

Fig. 3.

Hier bedeutet $\frac{A}{B}$ das Verhältnis der beiden Äste der Antenne. Der

1) Vgl. Sommerfeld, l. c. S. 721.

Richtungseffekt ist also um so geringer, je größer dies Verhältnis ist und je größer unter sonst gleichen Umständen Leitfähigkeit des zweiten Mediums oder Wellenlänge sind.

Wenn wir wieder $\frac{k_2^2}{k_1^2} = i \cdot 2\sigma c l$ setzen wollen, das heißt den Einfluß der Dielektrizitätskonstante vernachlässigen, so haben wir für $\frac{k_2}{k_1}$ zu schreiben:

$$\frac{k_2}{k_1} = \sqrt{2\sigma c l}\, e^{i\frac{\pi}{4}}, \quad \text{also} \quad \gamma = \frac{\pi}{4}$$

Tragen wir dies in unsere obige Formel ein, so erhalten wir als für den Richtungseffekt maßgebenden Faktor:

$$\left| \cos\frac{\pi}{4} \cdot v + \cos\varphi + i \sin\frac{\pi}{4} v \right|$$

Für die Intensität ist das Quadrat dieser Größe bestimmend, d. h. der Wert $v^2 + \sqrt{2}\, v \cos\varphi + \cos^2\varphi = R^2$.

Faßt man R und φ als Polarkoordinaten auf, so ist R nach Größe und Richtung proportional der Amplitude. Zur besseren Orientierung sollen einige solche „Charakteristiken" am Schlusse dieses Paragraphen angeführt werden. Dabei soll das Verhältnis $\frac{A}{B}$ zu $\frac{1}{5}$ angenommen sein, was den wirklichen Verhältnissen der Marconischen Anordnung entspricht.

Wir bilden noch die Ableitung $\frac{\partial R^2}{\partial \varphi}$. Überall dort, wo dieser Wert verschwindet, steht die Tangente an die Kurve senkrecht zum Fahrstrahl. Es ist

$$\frac{\partial R^2}{\partial \varphi} = -\sin\varphi \left\{ \sqrt{2} \cdot v + 2\cos\varphi \right\}$$

Außer bei $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ haben wir also noch bei $\cos\varphi = -\frac{v}{\sqrt{2}}$ solche charakteristische Punkte, solange $|v| < \sqrt{2}$ ist. An diesen Stellen ist $\frac{\partial^2 R^2}{\partial \varphi^2} = 2\sin^2\varphi$ stets positiv, d. h. wir haben hier Minima der Intensität vor uns, während für $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ Maxima vorliegen. Ferner läßt sich in einfacher Weise der Wert von v berechnen, bei dem das Verhältnis der Intensitäten in den beiden Haupt-

richtungen $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ ein Minimum wird, das heißt das Verhältnis:

$$\frac{v^2 - \sqrt{2}\,v + 1}{v^2 + \sqrt{2}\,v + 1}$$

Es zeigt sich, daß bei $v = 1$ dies Verhältnis seinen Minimalwert, nämlich $(\sqrt{2} - 1)^2 = \frac{1}{6}$ erreicht. Für $v = 0$ haben wir also gar keinen Richtungsunterschied nach $\pm x$, bei wachsendem v verstärkt sich der Richtungseffekt bis zu einem Maximum, das für $v = 1$ erreicht wird, wobei zugleich zwei charakteristische Intensitätsminima auftreten. Bei $v = \sqrt{2}$ verschwinden dieselben wieder, zugleich wird der Richtungseffekt schwächer, die Gestalt der Kurve nähert sich derjenigen eines einzigen Kreises, um endlich ganz in einen solchen überzugehen, wenn $v = \infty$ d. h. $\frac{B}{A} = 0$ ist (symmetrischer Sender). Dabei ist indessen immer zu bedenken, daß unsere Formeln nur unter der Annahme größerer Leitfähigkeiten annähernd richtig sind, so daß sehr kleine Werte von v nur durch Verkleinerung von l oder $\frac{B}{A}$ zu erreichen sind, während bei kleinen Leitfähigkeiten die Verhältnisse doch wesentlich anders liegen können.

Es muß ferner noch bemerkt werden, daß auch für sehr kleine Werte von v, wo kein wesentlicher Richtungseffekt in der Hauptrichtung mehr vorhanden ist, immerhin noch eine erhebliche Ersparnis an Energie dadurch erzielt wird, daß der Energiestrom nach den Seiten hin sehr klein ist.

In der Abhängigkeit des Richtungseffektes von

$$v = \frac{A}{B}\left|\sqrt{\varepsilon_2 + 2\,i\,\sigma\,c\,l}\right| .$$

liegt ein (annähernd gültiges) Ähnlichkeitsgesetz der gerichteten drahtlosen Telegraphie.

Die Kurven beziehen sich auf folgende Fälle:

1. Grenzfall $v = 0$, d. h. $\frac{A}{B}$ oder l sehr klein.

2. $v = 0{,}25$.

3. $v = 0{,}715$. Also z. B. $\sigma_{\text{magn}} = 10^{-15}$, $l = 2\,km$, $\frac{A}{B} = \frac{1}{5}$.

Dies entspricht nach den erwähnten Zenneckschen Daten einem trockenen, schlechtleitenden Erdboden.

4. Maximaler Richtungseffekt $v = 1$.

5. Verschwindende Minima $v = \sqrt{2}$.

6. $v = 5$. Also z. B. $\sigma_{\text{magn}} = 5 \cdot 10^{-14}$, $l = 2\,km$, $\frac{A}{B} = \frac{1}{5}$.

7. $v \equiv \infty$, das heißt sehr große Leitfähigkeit. Dies entspricht etwa dem Seewasser.

In der Fig. 4 ist noch eine punktierte Kurve (M) eingezeichnet. Diese repräsentiert ein von Marconi tatsächlich aufgenommenes Dia-

Fig. 4.

gramm.[1]) Wie wir sehen, ist die Übereinstimmung mit den theoretischen Kurven eine verhältnismäßig gute. Die Kurve liegt derjenigen für $v = 0{,}25$ sehr nahe und bei Kenntnis der Wellenlänge ließe sich auf einen bestimmten Wert von $\frac{k_2^2}{k_1^2}$ schließen.

Die geringe Abweichung von der theoretischen Kurve erklärt sich leicht, wenn wir bedenken, daß in Wirklichkeit die horizontale Antennen-

1) Zenneck, l. c. S. 317.

länge durchaus nicht klein gegen die Wellenlänge ist, sondern bei Marconi etwa $^1/_5\, l$ beträgt, während wir dieselbe im Verhältnis zu l (nicht zu A) ganz vernachlässigt haben. Da die wirklichen Diagramme zudem in der Entfernung von nur einer Wellenlänge aufgenommen sind, so müssen sich natürlich gewisse Abweichungen zeigen, die durch Mitberücksichtigung der endlichen Antennenlänge auch theoretisch ihre Aufklärung finden dürften.

§ 3. Die Fernübertragung des Richtungseffektes durch einen umgebenden guten Leiter.

Im vorigen Paragraphen haben wir gesehen, daß der Richtungseffekt mit wachsender Leitfähigkeit des Erdbodens sehr schnell verschwindet. Sobald $\sqrt{\sigma c l}$ eine so große Zahl ist, daß sie gegen ihr Quadrat vernachlässigt werden kann, ist von einer Richtung nicht mehr die Rede. Speziell im Falle des Seewassers, wo $\sigma c l$ nach den von Sommerfeld benutzten Zenneckschen Daten etwa den Wert 350 hat, würde nach unserer bisherigen Theorie eine Richtung des Energieflusses vollkommen ausgeschlossen sein. Tatsächlich wird aber eine solche beobachtet. Marconi hat ja gerade über Seewasser mit seinem System den größten Erfolg gehabt. Zur Erklärung dieser merkwürdigen Tatsache reichen unsere bisherigen Betrachtungen offenbar nicht aus, und wir sind gezwungen, genauer auf die physikalischen Vorgänge einzugehen.

Die Formeln (8) zeigten, daß die Z-Komponente des Hertzschen Vektor einen von φ abhängigen Term enthält, der lediglich auf das Vorhandensein einer primären Erregung in der X-Richtung zurückzuführen ist. Wir sahen auch, daß wenigstens in der Nähe des Erdbodens, auf die es ja schließlich ankommt, diese Z-Komponente der Erregung für die Feldstärken eigentlich allein maßgebend ist und daß die aus der X-Komponente des Hertzschen Vektors resultierenden Feldstärken dagegen von gar keiner Bedeutung sind. Diese merkwürdige Umwandlung eines im wesentlichen horizontal verlaufenden Schwingungsvorganges in einen solchen von vertikaler Orientierung, müssen wir nun näher ins Auge fassen. Wir können dabei jetzt den horizontalen Dipol und seine Wirkungen für sich allein betrachten und schreiben die entsprechenden Ausdrücke noch einmal an:

$$\Pi_{1z} = 2B(k_2^2 - k_1^2)\cos\varphi \int_0^\infty \frac{J_1(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}(z+a)}}{(\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} + \sqrt{\lambda^2 - k_2^2})\, N}\, \lambda^2 d\lambda$$

$$\Pi_{2z} = 2B(k_2^2 - k_1^2)\cos\varphi \int_0^\infty \frac{J_1(\lambda r)\, e^{+\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\, z - \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, a}}{(\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} + \sqrt{\lambda^2 - k_2^2})\, N}\, \lambda^2 d\lambda \qquad (16)$$

$$\Pi_{2x} = -2B \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{+\sqrt{\lambda^2 - k_2^2}\, z - \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, a}}{\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} + \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}}\, \lambda\, d\lambda$$

Dabei ist das Auftreten von Π_z durchaus an mittlere Leitfähigkeiten gebunden, es verschwindet, wie wir gesehen haben, für sehr kleine ebenso wie für sehr große Werte derselben.

Andererseits ist nun aber ein jeder Hertzscher Vektor an einer Stelle des Raumes immer das Ergebnis der von irgendwelchen stromdurchflossenen Volumelementen ausgehenden Erregungen, und zwar gilt dies von seinen Komponenten einzeln. Soll also Π_z überhaupt vorhanden sein, so müssen auch Ströme in der Z-Richtung fließen, aus denen es sich herleiten läßt. Man hat ja[1]) den allgemeinen Ausdruck:

$$\Pi_z = \frac{1}{c}\int \frac{dv}{r}\, \mathfrak{i}_z \left(t - \frac{r}{c}\right)$$

wo $\mathfrak{i}_z$ den Strom des betrachteten Volumelements in der Z-Richtung im Momente: $t - \frac{r}{c}$ bedeutet und die Integration über alle stromdurchflossenen Volumelemente auszudehnen ist. Der Strom kann dabei Konvektivstrom oder dielektrischer Polarisationsstrom sein.

In unserem Falle sind aber die Ströme allein an der Oberfläche und im Innern der Erde zu suchen, und von hieraus ist es vollkommen erklärlich, daß im Falle des reinen Äthers, sowie des unendlich guten Leiters Π_z verschwinden muß, da keine Ströme in das Innere eindringen können.

Für mittlere Leitfähigkeiten aber werden die Konvektivströme, auf die es bei den von uns betrachteten Verhältnissen ja im wesentlichen ankommt, infolge des großen Skineffektes zwar auch nicht sehr tief eindringen können, aber es spielt sich in der obersten Erdschicht

1) Abraham, Theorie der Elektrizität II, S. 58.

doch ein ausgesprochener Schwingungsvorgang von vertikaler Orientierung ab, der im oberen Halbraum die für den Richtungseffekt so wesentliche Komponente Π_z erzeugt. Diese vertikalen Erdströme sind also von hervorragender Bedeutung. Die Formeln (16) zeigen nun unmittelbar, daß bei $r = 0$ $\mathfrak{E}_z$ im zweiten Medium ebenfalls $= 0$ sein muß, denn da für $\mathfrak{E}_z$ die Werte (vgl. Heft 1) von Π_z, $\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2}$ und $\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial x \partial z}$ in Frage kommen, so enthalten alle Terme im Integranden die Funktion: $J_1(\lambda r)$ und diese ist $= 0$ für $r = 0$ (dieser Umstand genügt, da alle drei Integrale im zweiten Medium ja unbedingt konvergent sind).

Fig. 5.

Außer für $r = 0$ verschwindet $\mathfrak{E}_z$ für $r = \infty$, muß mithin an einer Stelle $0 < r < \infty$ ein Maximum haben, und da alles mit $\cos \varphi$ multipliziert ist, so erhalten wir für $|\mathfrak{E}_z|$ etwa das folgende Bild, wenn wir das Verhalten von $\mathfrak{E}_z$ auf der X-Achse und die Phasendifferenz der rechten und linken Hälfte illustrieren wollen.

Nehmen wir nun einmal an, das Maximum wäre sehr scharf ausgeprägt und der Abstand der ausgezeichneten Stellen P und Q wäre klein gegen die Wellenlänge, dann würde die Wirkung der beiden Schwingungsvorgänge in P und Q auf einen entfernten Punkt sich angenähert darstellen lassen durch:

$$C \frac{\partial}{\partial x} \frac{e^{i k_1 R}}{R} \cdot (P Q) = C \cos \varphi \frac{\partial}{\partial r} \frac{e^{i k_1 R}}{R} (P Q)$$

wo C von der Intensität des Erdstromes abhängt und $(P Q)$ den Abstand der beiden Punkte bedeutet. Diese in der Nähe des Senders sich ausbildende Welle würde dann weiterhin durch die Einwirkung der Erdoberfläche in ähnlicher Weise abgeändert werden, wie die einfache symmetrische Welle der vertikalen Antenne.

Diese Vermutung wird nun durch das Verhalten von Π_z durchaus bestätigt.

Es ist nämlich nach § 2, S. 29 (Heft 1):

$$\Pi_{1z} = -2iBk_2 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \frac{J(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} z}}{N} \lambda \, d\lambda \qquad (17)$$

Vergleichen wir hiermit die von der einfachen vertikalen Antenne ausgesandte Welle, so hat letztere die Form:

$$\Pi_{z\,\text{symm}} = 2Ak_2^2 \int_0^\infty \frac{J(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} z}}{N} \lambda \, d\lambda$$

Würden wir aber zwei solcher Antennen von entgegengesetzter Phase im Abstande d voneinander ($d \ll l$) rechts und links vom Nullpunkt in der Richtung der X-Achse aufstellen, so würde die entsprechende Erregung die Form haben:

$$\Pi_z = -2Adk_2^2 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \frac{J(\lambda r) \lambda e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} z}}{N} d\lambda$$

(Das negative Zeichen deutet an, daß wir im Anschluß an die vorhergehende Figur die bei negativem x befindliche Antenne mit positiver Phase rechnen wollen.)

Wenn wir dies mit Gleichung (17) vergleichen, so haben wir also das merkwürdige Resultat:

Das von dem in geringer Entfernung über dem Erdboden schwingenden horizontalen Dipol von der Stärke B erzeugte elektromagnetische Feld ist genau das gleiche, wie das von einer einfachen Doppelantenne vom Momente $\left(\frac{iB}{k_2}\right)$ hervorgerufene sein würde.

Im Falle der einfachen Antenne können wir aber (siehe Diss. II) zwischen „Raumwellen" und „Oberflächenwellen" unterscheiden. In der Umgebung des Senders herrscht zunächst die einfache „Raumwelle" $A \frac{e^{ik_1 R}}{R}$ vor, wie sie sich auch im einheitlichen Medium ausbilden würde und erst in größeren Entfernungen fängt die leitende Erdoberfläche an, den Vorgang zu beeinflussen, was sich in dem Hervortreten der „Oberflächenwelle" äußert.

Unsere auf S. 195 geäußerte Vermutung, daß es sich bei dem

Problem der Richtung im wesentlichen um zwei deutlich unterscheidbare Wirkungen handelt, nämlich einmal um einen eigentümlichen, in der unmittelbaren Umgebung des Senders im Erdinnern sich abspielenden „Erdstromeffekt", der in der automatischen Erzeugung einer Art vertikaler Doppelantenne besteht, und dann um die gewöhnliche Abänderung dieser sekundären „Primärerregung" durch die weiter draußen liegenden Teile der Erdoberfläche, erscheint also vollkommen bestätigt.

Die ursprüngliche Erregung Π_x fällt dabei ganz heraus, sie dient nur zur Erzeugung des „Erdstromeffektes", welcher also als das eigentlich Wesentliche an dem physikalischen Vorgang zu betrachten ist.

Kehren wir nun noch einmal zu der wirklichen Anordnung eines solchen Senders zurück, so ist zu beachten, daß die Stationen — den Fall der Schiffstelegraphie ausgenommen — ja alle zunächst auf festem, mäßig leitendem Boden stehen, und daß die Wellen erst weiter draußen mit sehr viel besser leitenden Medien, wie es z. B. das Seewasser ist, in Berührung kommen. Zur Ausbildung des „Erdstromeffektes" genügt nun aber offenbar ein sehr kleines Gebiet schlechtleitenden Bodens in der unmittelbaren Nähe des Senders, denn wir können annehmen, daß die Vorgänge in nächster Nähe des Senders durch Modifikationen des Bodens sehr weit draußen in erster Näherung nicht wesentlich beeinflußt werden.

Hierbei ist allerdings immer vorausgesetzt, daß der Hebelarm unserer fingierten Doppelantenne sehr klein gegen die Wellenlänge ist, was wir weiter unten noch eingehend bestätigen werden (siehe § 4).

Andererseits wird, wie die Formeln (9a) und (Diss. II, 9) zeigen, die von der vertikalen Antenne ausgesandte Welle in unmittelbarer Nähe des Senders von der Leitfähigkeit des Bodens so gut wie gar nicht beeinflußt, sondern diese Welle ist immer gegeben durch:

$$\Pi_{z\,\mathrm{symm}} = 2A\,\frac{e^{i k_1 R}}{R} \tag{18}$$

Hier erscheint also die Beschaffenheit des Bodens in nächster Nähe von gar keiner Bedeutung, und wir brauchen sie daher für die symmetrische Welle auch nicht in Betracht zu ziehen.

Alle diese Umstände zwingen nun aber notwendig zu folgendem Schluß: Will man die Wirkungsweise eines zunächst auf festem Boden stehenden geknickten Senders dem wirklichen physikalischen Vorgang

entsprechend theoretisch annähernd richtig darstellen, so hat man jedenfalls den soeben besprochenen „Erdstromeffekt" mit in die Senderanordnung einzubeziehen, d. h. man hat als gegeben zu betrachten:

1. Die primäre symmetrische Welle: $A \frac{e^{ik_1 R}}{R} = \mathfrak{P}_{z\,\text{symm}}$ (19a)

2. Die sekundäre unsymmetrische Welle:

$$-\frac{iB}{k_2}\frac{\partial}{\partial x}\frac{e^{ik_1 R}}{R} = \mathfrak{P}_{z\,\text{unsymm}} \tag{19b}$$

Wenn man sich dann auf die Betrachtung größerer Entfernungen beschränkt, so kann man diese beiden in der Z-Richtung orientierten Schwingungsvorgänge offenbar als von einem Punkte der Trennungsfläche ausgehend ansehen und nun für den unteren Halbraum wieder ein einheitliches Medium von beliebiger anderer Leitfähigkeit einführen. Denn da jetzt nur eine Z-Komponente des Vektorpotentials primär gegeben ist, so hat man das abermalige Entstehen eines neuen „Sekundäreffektes" in dem jetzt eingeführten neuen dritten Medium — der unseren Ansatz natürlich illusorisch machen würde — nicht mehr zu gewärtigen. Ein solcher kann nur durch eine primär gegebene X-Komponente entstehen. Dieser Umstand ist wichtig, denn nur dadurch rechtfertigt es sich, daß wir auch im Nullpunkt das neue Medium als vorhanden ansehen dürfen: Die Beschaffenheit des Bodens in der Nähe des Senders ist in der Tat belanglos, solange der Vorgang im wesentlichen von vertikalen Schwingungen eingeleitet gedacht wird!

Zu den Formeln (19) ist noch folgendes zu bemerken: Daß wir den Faktor 2 (siehe auch 18) in diesen Formeln fortlassen, ist dadurch begründet, daß derselbe ja nur die Spiegelung an einer gut leitenden Oberfläche bedeutete, und daß wir diese Spiegelung ohnehin wieder erhalten, wenn wir jetzt ein neues drittes Medium betrachten. Wir würden daher ein und denselben Umstand doppelt in Rechnung stellen, wollten wir die an der Oberfläche des den Sender umgebenden Materiales erzeugte Spiegelung für unseren neuen Ansatz berücksichtigen. Wir sahen ja soeben, daß dieselbe von der Leitfähigkeit des Bodens so gut wie gar nicht beeinflußt wird. — Was zuletzt noch die aufgewandte Energie betrifft, so ist dieselbe natürlich nach wie vor durch die Faktoren A und B allein bedingt, denn $\Pi_{z\,\text{unsymm}}$ entsteht in

Wirklichkeit nur auf Kosten der in den eigentlichen Antennen fließenden Ströme.

Mit diesem korrigierten Ansatz wollen wir nun noch einmal die Rechnung des § 1 durchführen. Dieselbe vereinfacht sich jetzt wesentlich, da wir es nur mit einer einzigen Z-Komponente zu tun haben. Das durch $\Pi_{z\,\mathrm{symm}}$ erzeugte Feld kennen wir bereits. Es im wesentlichen (nach 8):

$$\left.\begin{aligned} \Pi_{1z\,\mathrm{symm}} &= 2A k_3^2 \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,z}}{N}\,\lambda\, d\lambda \\ \Pi_{2z\,\mathrm{symm}} &= 2A k_3^2 \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2-k_2^2}\,z - \sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,a}}{N}\,\lambda\, d\lambda \end{aligned}\right\} \qquad (20\,\mathrm{a})$$

wenn k_3^2 sich jetzt auf das neue dritte Medium bezieht. Aber auch das zu $\Pi_{z\,\mathrm{unsymm}}$ gehörige Feld ergibt sich ebenso einfach, denn wir brauchen nur in den obigen Formeln A mit $-\frac{iB}{k_2}$ zu vertauschen und die entstehenden Ausdrücke nach x zu differenzieren. Somit ist:

$$\left.\begin{aligned} \Pi_{1z\,\mathrm{unsymm}} &= -\frac{2iB}{k_2} k_3^2 \cos\varphi \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,z}}{N}\,\lambda\, d\lambda \\ \Pi_{2z\,\mathrm{unsymm}} &= -\frac{2iB}{k_2} k_3^2 \cos\varphi \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{+\sqrt{\lambda^2-k_2^2}\,z - \sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,a}}{N}\,\lambda\, d\lambda \end{aligned}\right\} \qquad (20\,\mathrm{b})$$

Berücksichtigt man noch die Formel (10a), so ergibt sich wieder:

$$\Pi_{1z} = \Pi_{1z\,\mathrm{symm}} + \Pi_{1z\,\mathrm{unsymm}} = 2\frac{k_3^2}{k_2}\,(A k_2 + B k_1 \cos\varphi)\,\Phi_{(k_1)} \qquad (21)$$

Wir haben also das eigentümliche Resultat, daß auch im Falle sehr großer Leitfähigkeiten ein starker Richtungseffekt notwendig vorhanden ist, sobald nur die nächste Umgebung des Senders aus einem anderen Material von mittlerer Leitfähigkeit besteht. Die Art der Abhängigkeit des Energieflusses von der Richtung ist dabei genau dieselbe wie wenn der ganze Boden aus diesem Material bestände und wird gegeben durch den Faktor:

$$|A k_2 + B k_1 \cos\varphi|^2$$

Die Leitfähigkeit k_3 geht nur in die Funktion Φ ein, die die Fernleitung bestimmt, sowie in die Größe (aber nicht in die Verteilung) der Amplitude.

Zum Schluß wollen wir uns noch überzeugen, daß eine einfache Vertikalantenne und eine „Doppelantenne“ im oben erläuterten Sinne zusammen in der Ebene $z = 0$ tatsächlich den fraglichen Richtungseffekt liefern.

Fig. 6.

Die Entfernung der beiden Antennen 2 und 3 sei so gering, daß ihre Wirkung nach Phase und Intensität durch einen Ausdruck von der Form:

$$-\frac{iB}{k_2}\frac{\partial}{\partial x}\frac{e^{ik_1R}}{R}$$

wiedergegeben werden kann, während die symmetrische Welle die Form habe:

$$A\frac{e^{ik_1R}}{R}$$

Die Gesamtwirkung ist also:

$$\left(A - \frac{iB}{k_2}\frac{\partial}{\partial x}\right)\frac{e^{ik_1R}}{R}$$

Führt man die Differenziation aus, so ist:

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{e^{ik_1R}}{R} = \cos\varphi\,\frac{r}{R}\,\frac{ik_1R - 1}{R^2}\,e^{ik_1R}$$

und für $z = 0$, $r = R$ und $k_1 r \gg 1$:

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{e^{ik_1R}}{R} = ik_1\cos\varphi\,\frac{e^{ik_1R}}{R}$$

Wir erhalten also als Gesamtwirkung:

$$\frac{1}{k_2}\left(Ak_2 + Bk_1\cos\varphi\right)\frac{e^{ik_1R}}{R}$$

d. h. diese idealisierte Anordnung liefert in der Tat den früher berechneten tatsächlichen Richtungseffekt.

§ 4. Die Erdströme.

Im vorigen Paragraphen haben wir die Existenz des dort eingehend besprochenen „Erdstromeffektes" eigentlich mehr aus dem allgemeinen Bau der Formeln erschlossen, als im einzelnen nachgewiesen. Dies haben wir jetzt noch nachzuholen, wobei sich auch die Größe des Hebelarms unserer fingierten „Doppelantenne" herausstellen wird.

Zu diesem Zweck betrachten wir die im Erdinnern von dem horizontalen Aste der Antenne hervorgerufenen vertikalen Stromkomponenten. Da es uns jetzt gerade auf die unmittelbare Umgebung des Nullpunktes ankommt, so sind unsere bisherigen Vernachlässigungen nicht mehr statthaft, und wir müssen die vorkommenden Integralausdrücke in anderer Weise entwickeln.

Es empfiehlt sich, den Ausdruck $\mathfrak{E}_{(2)_z}$ zunächst in Integralform anzuschreiben und sich dabei auf die Betrachtung der Erdoberfläche zu beschränken, d. h. $z = 0$ zu setzen. Dann ist $\mathfrak{E}_z$ gegeben durch:

$$\mathfrak{E}_{(2)_z} = \frac{i n}{c}\left\{\frac{1}{k_2^2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \Pi_{2x}}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_{2z}}{\partial x}\right) + \Pi_{2z}\right\}$$

und wenn man die drei Ausdrücke an Hand der Formeln (8) unter Fortlassung der symmetrischen Terme einzeln bildet und alles auf einen Nenner reduziert, so ergibt sich

$$\mathfrak{E}_{(2)_z} =$$

$$-2B\frac{in}{c}\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\int_0^\infty \frac{\frac{1}{k_2^2}\sqrt{\lambda^2-k_2^2}\,N + \frac{k_2^2-k_1^2}{k_2^2}(\lambda^2-k_2^2)+k_2^2-k_1^2}{(\sqrt{\lambda^2-k_1^2}+\sqrt{\lambda^2-k_2^2})N}\,J(\lambda r)\,e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,a}\,\lambda\,d\lambda$$

Durch Multiplizieren mit $\sqrt{\lambda^2 - k_1^2} - \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}$ in Zähler und Nenner reduziert sich dieser Ausdruck noch wesentlich und nimmt die einfache Form an:

$$\mathfrak{E}_{(2)_z} = -2B\frac{in}{c}\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\int_0^\infty \frac{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}{N}\,J(\lambda r)\,e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,a}\,\lambda\,d\lambda$$

$$= -\frac{2B\frac{in}{c}}{k_1^4-k_2^4}\cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}\left\{k_1^2\int_0^\infty \frac{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\sqrt{\lambda^2-k_2^2}}{\lambda^2-s^2}\,J(\lambda r)\,e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,a}\,\lambda\,d\lambda\right.$$

$$\left. - k_2^2\int_0^\infty \frac{\lambda^2-k_1^2}{\lambda^2-s^2}\,J(\lambda r)\,e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,a}\,\lambda\,d\lambda\right\}$$

Solange nun $|k_1 r|$ eine kleine Zahl ist, kann auch der geringe Unterschied zwischen 1 und $\frac{s^2}{k_1^2}$ vernachlässigt werden, wie aus den Entwickelungen der Dissertation deutlich hervorgeht, so daß der zweite Term mit:

$$k_2^2 \frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{i k_1 R}}{R_{(z=a)}}$$

identifiziert werden kann.

Der erste Term ist, wenn k_1^2 mit s^2 identifiziert wird, nach (Diss. II, 25) für gewisse größere Werte von $|k_1 R|$ gegeben durch:

$$k_1^2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2} \frac{e^{i k_1 R}}{R} \qquad \left|\frac{k_1^2}{k_2^2}\right| \frac{1}{(k_1 R)^2} \leqslant 1 \qquad \left|\frac{k_1^2}{k_2^2}\right| \leqslant 1$$

Da es uns in diesem Paragraphen nur darauf ankommt, das prinzipielle Verhalten der Erdströme aufzuzeigen, so wählen wir den einfachsten Fall, daß $\left|\frac{k_2^2}{k_1^2}\right|$ eine große Zahl sei. Dann wird $\mathfrak{E}_z$ bis zu einem gewissen nicht zu überschreitenden Minimum von $|k_1 R|$ gegeben durch:

$$\mathfrak{E}_{(2)z} = \frac{2B\frac{in}{c}}{k_2^3} \cos\varphi \frac{\partial}{\partial r}\left\{k_2 \frac{\partial}{\partial z} - i k_1^2\right\} \frac{e^{i k_1 R}}{R_{z=a}}$$

Mit abnehmendem $|k_1 R|$ verschwindet der zweite Term der Klammer gegen den ersten. Andererseits folgt aus (Diss. II, 26), daß für sehr kleine $|k_1 R|$ dieser Term durch

$$-\frac{k_1}{k_2} k_1 \frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{i k_1 R}}{R}$$

zu ersetzen und also ebenfalls gegen den ersten zu streichen wäre.

Unsere obige Formel wird also auch für beliebig kleine $|k_1 R|$ annähernd richtig sein, und wir dürfen annehmen, daß sie die Verhältnisse für alle Werte von $k_1 R$ zutreffend wiedergibt. Führen wir die Differentiationen aus, so ergibt sich:

$$\mathfrak{E}_{(2)z} = \frac{2B\frac{in}{c}}{k_2^3} \cos\varphi \frac{e^{i k_1 R}}{R^5}\left\{(k_1 R)^3 - (a k_2 + i)(k_1 R)^2 - 3 i a k_2 k_1 R + 3 a k_2\right\} r \quad (22\text{a})$$

Es sind also vier Wellenzüge von verschiedenem Typus vorhanden. Der Richtungseffekt ist nun aber von der Höhe a wesentlich unab-

hängig, wenn diese nur klein gegen die Wellenlänge ist. Daher sind wir berechtigt, der Untersuchung den Fall eines verschwindenden Wertes von a zugrunde zu legen, da außerdem für unsere jetzige Betrachtung R von der Größenordnung von a ist. Das hat den großen Vorteil, daß in diesem Falle in der Nähe des Nullpunktes nur das letzte Glied der obigen Klammer von Belang ist und daß $e^{i k_1 R}$ für das wesentlich in Frage kommende Gebiet durch 1 ersetzt werden kann. Dann erhalten wir also als **wichtigsten Bestandteil der Erdströme**:

$$\mathfrak{E}_{(2)z} = \frac{i n}{c} 6 B k_1 a k_1 \frac{k_1^2}{k_1^2} \cos \varphi \frac{k_1 r}{(k_1 R)^5} \cdot e^{-int} \tag{22b}$$

Schreibt man

$$\frac{k_1 r}{(k_1 R)^5} = \frac{1}{(a k_1)^4} \cdot \frac{\frac{r}{a}}{\left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{5/2}}$$

und berechnet das Maximum dieses Ausdrucks, so ergibt es sich bei:

$$\frac{r}{a} = \frac{1}{2}$$

Es gibt also zwei ausgezeichnete Punkte auf der X-Achse zu beiden Seiten des Dipols, in denen die Intensität der Erdströme ihr absolutes Maximum erreicht. Die entsprechenden Maxima auf den einzelnen Radienvektoren liegen auf einem Kreise vom Radius $\frac{a}{2}$.

Wenn man sich die Wirkung der Ströme annähernd in einem Punkt konzentriert denken will, so wäre hierfür der Punkt $x = \pm \frac{a}{2}$ zu wählen. **Der Hebelarm unserer fingierten Doppelantenne ist also etwa gleich der Höhe des Dipols über dem Erdboden.**

Wenn wir zur Stromstärke übergehen, auf die es letzten Endes ankommt, so haben wir $\mathfrak{E}_z$ mit σ zu multiplizieren. Wenn wir uns auf den Fall großer Leitfähigkeit beschränken, so ist

$$\sigma_2 = - i n \frac{k_2^2}{k_1^2}$$

und wir erhalten aus Gleichung (22b) für die Stromstärke

$$\mathfrak{i}_z = 6\, c\, B \cos\varphi\, \frac{1}{a^3} \frac{\dfrac{r}{a}}{\left(\sqrt{1+\left(\dfrac{r}{a}\right)^2}\right)^5}\, e^{-int} \tag{23}$$

Die Stromstärke in unserer fingierten Doppelantenne wächst also mit der reziproken dritten Potenz der Höhe des Dipols über dem Boden.

Durch die Fig. 7 soll noch der Verlauf der Stromamplituden, wie er sich nach Gleichung (23) für $a\, k_1 = \dfrac{1}{3}$ darstellt, was den Verhältnissen bei Marconi entspricht, veranschaulicht werden.

Wie man sieht, ist das Maximum ein sehr ausgesprochenes.

Fig. 7.

Zum Schlusse wollen wir noch die Erdströme berechnen, die der vertikal schwingende Dipol induziert. Die Feldstärken sind hier (s. Gleichung 8b) gegeben durch:

$$\mathfrak{E}_{(2)z\,\mathrm{symm}} = \frac{i\,n}{c}\left\{2A\int_0^\infty \frac{\lambda^2 - k_2^{\,2}}{N} J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}}\,a}\, \lambda\, d\lambda \,+\right.$$

$$\left. +\, 2A\, k_2 \int_0^\infty \frac{J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^{\,2}}\,a}}{N}\, \lambda\, d\lambda\right\} e^{-int}$$

$$\mathfrak{E}_{(2)z\,symm} = \frac{i n}{c} \frac{2A}{k_1^4 - k_2^4} \left\{ k_1^2 \int_0^\infty \frac{\lambda^2 \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}}{\lambda^2 - s^2} J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, a}\, \lambda\, d\lambda \; - \right.$$

$$\left. - k_2^2 \int_0^\infty \frac{\lambda^2 \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}{\lambda^2 - s^2} J(\lambda r)\, e^{-\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}\, a}\, \lambda\, d\lambda \right\} e^{-int}$$

Wenn wir wieder sehr kleine Werte von $a k_1$ und die unmittelbare Umgebung des Nullpunktes betrachten, so läßt sich mit Hilfe der bereits mehrfach benützten Überlegungen leicht zeigen, daß nur der zweite Term der obigen Klammer von Belang ist. Identifiziert man dann noch k_1^2 mit s^2 und schreibt: $\lambda^2 = \lambda^2 - k_1^2 + k_1^2$, so ergibt sich:

$$\mathfrak{E}_{(2)z\,symm} = -\frac{i n}{c} \frac{2 A k_2^2}{k_1^4 - k_2^4} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{e^{i k_1 R}}{R_{z=a}} + k_1^2 \frac{e^{i k_1 R}}{R} \right\}$$

wo für sehr kleine $k_1 R$ auch noch der zweite Term gestrichen werden kann. Führt man die Differentiation aus und streicht k_1^4 gegen k_2^2, so wird:

$$\mathfrak{E}_{(2)z\,symm} = -\frac{i n}{c} \frac{2A}{k_2^2} \frac{1 + \frac{a}{R}}{R^3} e^{-int} \quad |k_1 R| \ll 1$$

Also erhält man für die Stromstärke:

$$\mathfrak{i}_{z\,symm} = -2 c A \frac{1 + \frac{a}{R}}{R^3} e^{-int}$$

Die maximale Stromstärke (im Nullpunkt: $R = a$) wächst also auch hier mit der reziproken dritten Potenz der Höhe des Dipols über dem Boden.

Es ist daher einleuchtend, daß der Art der Erdung der Antennen eine große Bedeutung für den Wirkungsgrad der Anordnung zukommen muß. Über den Einfluß der Erdung können wir aber selbstverständlich nichts Näheres aussagen, solange die endlichen Dimensionen der Antenne nicht berücksichtigt werden.

§ 5. Berechnung des Erdstromeffektes aus der Verteilung der Erdströme.

Jetzt haben wir nur noch einen letzten Schritt zu tun, um den vollen Anschluß an die Resultate des § 3 zu gewinnen. Dort hatte sich herausgestellt, daß die Wirkung der Erdströme darin bestehen muß, daß sich in der Erde eine Art vertikaler Doppelantenne von bestimmtem Momente herausbildet. Dies Moment würde (s. S. 196) den Wert $\left|\frac{iB}{k_2}\right|$ haben, wenn diese fingierte Doppelantenne sich über dem Boden befände und die von ihr ausgesandte Welle sich an der Oberfläche spiegeln könnte; fällt diese Spiegelung fort, d. h. betrachtet man, wie wir es jetzt tun müssen, die Erdoberfläche selbst als einzigen ursprünglichen Erreger des Feldes, so muß diese Spiegelung offenbar von vornherein als zur primären Wirkung der Erde gehörig betrachtet werden, d. h. es ist für das fragliche Moment nach den Erläuterungen auf S. 196 der Wert $\left|\frac{2iB}{k_2}\right|$ zu erwarten.

Soll also die bisher entwickelte Theorie des „Erdstromeffektes" richtig sein, so muß als Wirkung der eingehend besprochenen Erdströme auf einen entfernteren Punkt im ersten Medium, sich wenigstens annähernd der Ausdruck ergeben:

$$\Pi_z = -\frac{2iB}{k_2}\frac{\partial}{\partial x}\frac{e^{i(k_1R-nt)}}{R} \tag{24}$$

Das ist nun tatsächlich der Fall. Bis auf eine leicht erklärliche Unsicherheit im Zahlenfaktor bewirken die Erdströme eine Erregung, die mit $\frac{B}{k_2}$ proportional ist und auch bezüglich der Phase mit obigem Ausdruck übereinstimmt.

Um nämlich die aus irgendwelchen vorhandenen periodischen Konvektivströmen, die im Äther eingebettet gedacht sind, den resultierenden Hertzschen Vektor in einem gegebenen Aufpunkte zu erhalten, hat man bekanntlich den Ausdruck zu bilden:[1])

$$\Pi = \frac{e^{-int}}{c}\int\limits_{(v)} dv\, \mathfrak{i}_v \frac{e^{ik_1R_v}}{R_v} \tag{25}$$

---

1 S. Abraham l. c.

wo $i_v e^{-int}$ die Stromstärke eines Volumelementes und R_v den Abstand des Aufpunktes von diesem Volumelement bedeutet und die Integration über alle in Frage kommenden Volumelemente auszudehnen ist. Streng genommen, hätten wir also in diesem Ausdruck alle in naher und beliebig weiter Entfernung vom Sender in der Erde auftretenden Ströme exakt zu berücksichtigen und da R_v ebenfalls von der Lage des betrachteten Volumelements abhängt, so würde der obige Ausdruck im allgemeinen zu kompliziert sein, als daß er genauer berechnet werden könnte.

Nun hatten wir aber schon in § 3 von allen vorhandenen Erdströmen einen in der Nähe des Senders besonders hervortretenden Bestandteil abgelöst und von diesem wieder im § 4 den in allernächster Nachbarschaft des Senders ganz ausgesprochen überwiegenden. Derselbe ergab sich dadurch, daß in Formel (22a) nur das letzte Glied der Klammer berücksichtigt wurde. Es liegt nahe, anzunehmen, daß dieser Teil der Erdströme im wesentlichen für das Auftreten einer Erregung von der Form (24) verantwortlich ist.

Dieser besondere Bestandteil der Erdströme hat nun weiter die Eigentümlichkeit, daß er radial sehr stark abgedämpft ist. Wir sehen aus Fig. 7, daß seine Wirkungssphäre sich kaum weiter als bis $r = \frac{3}{2} a$ erstreckt.

In erster Näherung kann daher in Gleichung (25) R_v für einen entfernteren Aufpunkt als konstant angesehen werden, wenn nur die Wirkung dieses engeren Gebietes beachtet werden soll. Es ist dabei einmal über die fragliche Oberfläche zu integrieren und sodann die Veränderlichkeit der Ströme in vertikaler Richtung zu berücksichtigen. Diese letztere Abhängigkeit von der Tiefe z ist nun aber eine sehr einfache und durch $i_{z=0}(r, \varphi) \cdot e^{-ik_2 z}$ gegeben, wie sich ohne weiteres zeigt, wenn man in dem allgemeinen Integralausdruck für $\mathfrak{E}_z$ zuerst unter dem Integral nach z differenziert und dann dieselbe Vereinfachung an dem Ausdruck für $\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z}$ vornimmt, wie sie bereits für $\mathfrak{E}_z$ selbst eingehend begründet wurde. Es zeigt sich dann, daß $\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z_{z=0}}$ den Wert hat:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathfrak{E}_z = -i k_2 \mathfrak{E}_z$$

Da diese Abnahme eine sehr starke ist bei größeren Leitfähig-

keiten, die wir hier ja voraussetzen, so **kommt es nur auf** die oberste Schicht des Bodens an, so daß der Ansatz:

$$\mathfrak{i}_z = \mathfrak{i}_{z=0} \cdot e^{-i k_2 z}$$

vollkommen gerechtfertigt ist und wegen desselben Umstandes kann dann auch die Integration nach z ohne weiteres bis $z = \infty$ ausgedehnt werden, da in größeren Tiefen, wo R_v nicht mehr als konstant betrachtet werden dürfte, die Beiträge zu dem Integral verschwindend gering sind. Es ist aber

$$\int_0^{-\infty} e^{-i k_2 z} \, d z = \frac{i}{k_2}$$

und mit diesem Wert haben wir den sich aus der Integration über die Oberfläche ergebenden Ausdruck nachträglich zu multiplizieren.

Diese Integration über die Oberfläche gestaltet sich nun ebenso einfach.

Wir haben zu setzen nach Gleichung (23):

$$\mathfrak{i}_v = 6\, c\, B \cos \varphi \frac{1}{a^3} \frac{\frac{r}{a}}{\left(\sqrt{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2}\right)^5}$$

und das Oberflächenelement ist gegeben durch

$$d o = r\, d \varphi\, d r = a^2 \frac{r}{a} d \left(\frac{r}{a}\right) d \varphi$$

Hierbei ist also angenommen, daß $|a k_1|$ und also auch $|k_1 R|$ (das mit R_v nicht zu verwechseln ist!) so gering sein sollen, daß der in Formel (22a) stehende Faktor $e^{i k_1 R}$ in erster Näherung unberücksichtigt bleiben kann. Die Integration läuft von $\frac{r}{a} = 0$ bis $\frac{r}{a} = {}^3/_2$, wenn wir uns auf diese nächste Umgebung beschränken, und von $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ bis $\varphi = +\frac{\pi}{2}$

Nach diesen Voraussetzungen wird das Integral (25):

$$\Pi_z = \frac{6\, B\, i \cos \varphi}{a\, k_2} \frac{e^{i k_1 R}}{R} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \varphi \; d \varphi \int_0^{\frac{3}{2}} \frac{x^2\, d x}{(\sqrt{1 + x^2})^5} e^{-i n t}$$

Die Integration nach φ liefert den Faktor 2 und diejenige nach X den Faktor: 0,19[1]) so daß im ganzen für die eine Hälfte des Bodens:

$$\Pi_z = 2{,}3 \frac{B\,i}{k_2} \frac{1}{a} \frac{e^{i k_1 R}}{R} e^{-int}$$

wird.

Auf der anderen Seite vom Sender ist die Phase die entgegengesetzte, und wenn man als mittleren Hebelarm die Entfernung der beiden Strommaxima ansehen will, so ist derselbe $= a$ zu setzen. Damit wird dann schließlich die Wirkung dieses Teils der Erdströme auf einen entfernteren Punkt ausgedrückt durch:

$$\Pi_z = -\frac{2{,}3\,i B}{k_2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{e^{i(k_1 R - nt)}}{R} \tag{26}$$

und dies ist bis auf eine geringe Differenz des Zahlenfaktors mit der Gleichung (24) identisch.

Damit hat das Wesen des eigentümlichen Richtungseffektes eines geknickten Senders qualitativ seine völlige Aufklärung gefunden. Natürlich ist die letzte Rechnung quantitativ eine sehr überschlägliche. Die Einführung eines mittleren Hebelarmes ist nur eine vorläufige Annäherung. Wenn man statt dessen die jeweilige variable Entfernung zweier Oberflächenelemente mit entgegengesetzter Phase bereits bei der Integration mit berücksichtigt, so ergibt sich ein größerer Wert des Zahlenfaktors. Hierbei ist aber der Umstand mißlich, daß durch Einführung dieser Entfernung $= 2\,r \cos\varphi$ der Integrand gerade an den Stellen, wo weder $k_1 R$ noch R_v streng genommen noch als konstant angesehen werden dürfen, erheblich mehr ins Gewicht fällt. Integriert man in dieser Weise von $r = 0$ bis $r = \infty$, so ergibt sich der Faktor 6 statt 2,3, das ist also die größtmögliche Abweichung. In diesem Falle hätte man sich $a\,k_1$ so gering zu denken, daß bei größeren Werten von $|k_1 r|$ keine Beiträge zum Integral mehr geliefert werden.

Die Höhe $a\,k_1$ ist durch die Integration aus unseren Formeln verschwunden und es ist tatsächlich keine Abhängigkeit des Richtungseffektes von der Höhe $a\,k_1$ vorhanden, wie es nach unseren allgemeinen Formeln des § 3 sein muß. Ebenso hat das Vorkommen des Faktors k_2 im Nenner seine Aufklärung gefunden. Dafür erscheint die Stärke

1) S. Schlömilch, Übungsbuch zum Studium der höheren Analysis. II. Bd., 4. Aufl., S. 39.

des Richtungseffektes zu groß, wenn wir ihn allein aus den Vorgängen in allernächster Nachbarschaft des Senders ableiten wollen. Es wird daher offenbar auch noch die etwas weitere Umgebung eine Rolle spielen, d. h. es sind in Formel (22a) auch die übrigen Glieder der Klammer zu berücksichtigen. Dabei haben wir aber immer noch nur das Gebiet im Auge, in dem die einfache Welle $\frac{e^{ik_1 R}}{R}$ maßgebend ist, während die unter dem Namen „Oberflächenwelle" zusammengefaßten Erscheinungen nach unseren früheren Ergebnissen erst noch viel weiter draußen ins Gewicht fallen und hier nicht in Frage kommen. Es würde also streng genommen für die einzelnen Terme

Fig. 8.

in der Formel (22a) eine entsprechende Betrachtung, wie die hier für den letzten Term angedeutete, durchzuführen sein. Jeder dieser Terme liefert für sich einen ähnlichen Verlauf der Stromamplituden, nur daß das Maximum weniger scharf ausgeprägt ist und weiter hinaus rückt. Die Superposition dieser vier Bestandteile müßte dann für den Zahlenfaktor annähernd den richtigen Wert ergeben. Nach dem bisherigen Ergebnis würde für die Praxis die Möglichkeit bestehen, durch Beschränkung der schlechtleitenden Oberfläche auf ein sehr kleines Gebiet den Richtungseffekt sehr stark zu vergrößern, und eine experimentelle Entscheidung dieser Frage wäre von größtem Interesse.

Im übrigen ist natürlich die ganze hier gegebene Theorie nur als erste rohe Annäherung an die wirklichen Verhältnisse zu betrachten, weil in Wirklichkeit endliche Länge der horizontalen Antenne durchaus zu berücksichtigen ist. Im allgemeinen dürfte die Wirkung dieser endlichen Länge darin bestehen, daß der Hebelarm der fingierten Doppeantenne vergrößert wird, da nach der Mitte der Antenne hin die Erdströme sich durch Interferenz zerstören müßten und nur nach den beiden Enden hin beträchtliche Erdwirkungen auftreten können.

Die Intensität der Erdströme wird dafür abnehmen.

Resultate.

1. Der Richtungseffekt eines geknickten Marconischen Senders ist im Falle eines homogenen Bodens im wesentlichen dadurch gegeben, daß die einem Punkte an der Erdoberfläche zugeführte Energie mit

$$|A k_2 + B k_1 \cos \varphi|^2$$

proportional ist, wenn k_1 und k_2 die komplexen „Wellenzahlen" für Luft und Erde bedeuten, während $\frac{B}{A}$ das Verhältnis der horizontalen und vertikalen Antennenlänge ist.

2. Auch im Falle sehr großer Leitfähigkeiten des Bodens bleibt diese Abhängigkeit im wesentlichen bestehen, falls der Sender zunächst auf schlechterleitendem Boden steht und k_2 sich auf diesen letzteren bezieht.

3. Die Ursachen für das Auftreten einer solchen Richtung der Wellen sind nicht, wie meist angenommen wird, in horizontal verlaufenden Erdströmen zu suchen, sondern in einem vertikalen Schwingungsvorgang, der sich in unmittelbarer Nähe des Senders im Erdinnern abspielt und dieselbe Wirkung hat, wie zwei einfache, in der Vorzugsrichtung aufgestellte vertikale Antennen von entgegengesetzter Phase in einem gewissen Abstande voneinander sie ausüben würden. Das Auftreten dieser Erscheinung ist dabei durchaus an ein gewisses Gebiet mittlerer Leitfähigkeit gebunden. Bei den Bodenarten, mit denen die Praxis zu rechnen hat, ist dieser Effekt um so größer, je kleiner die Leitfähigkeit ist, um bei sehr kleinen Werten der letzteren wieder schwächer zu werden.

4. Die Charakteristik des Wellenvorganges, d. h. die Kurve

$$R = |A k_2 + B k_1 \cos \varphi|$$

zeigt bei schlechtleitendem Boden Radienverhältnisse (Amplitudenverhältnisse), wie sie in derselben Größenordnung von Marconi beobachtet wurden.

Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer Herrn Prof. Sommerfeld zu danken für sein reges und förderndes Interesse an meiner Arbeit.

Über den Selbstinduktionskoeffizienten von Flachspulen.

Von **A. Esau.**

Die mannigfache Verwendung der Flachspulen für Meßzwecke und insbesondere in der drahtlosen Technik ließ eine Kenntnis des Selbstinduktionskoeffizienten derselben in Abhängigkeit von den Spulendimensionen wünschenswert erscheinen, deren Ausführung im folgenden gegeben werden soll.

Für die Inangriffnahme dieser Aufgabe war noch ein anderer Grund bestimmend, der nämlich, daß auf solche Spulen ohne weiteres

Axe
r
R
2ρ

Fig. 1.

die Stefansche[1]) Formel angewendet worden war, die nur unter ganz spezieller Voraussetzung gültig ist, die bei der praktischen Ausführung solcher Spulen in sehr vielen Fällen nicht erfüllt sein werden.

Ableitung der Formel.

Wir denken uns die Spule in einzelne Kreise zerlegt und berechnen nach den Maxwellschen Gleichungen deren Selbstpotentiale und gegenseitige Induktionskoeffizienten. Ihre Summe ergibt das Selbstpotential der Spule.

Im folgenden bezeichnet n die Anzahl der Windungen, $2r$ den mittleren Spulendurchmesser, g die Ganghöhe und 2ϱ die Dicke des Spulendrahtes (Fig. 1).

Es sollen nun die Selbstinduktionskoeffizienten $L n n$ der n-Win-

1) J. Stefan, Wied. Ann. 22, 107, 1884.

dungen der Spule berechnet werden unter Bezugnahme auf den Radius der innersten Windung R. Diese Beschränkung ist deshalb eingeführt worden, damit das Bildungsgesetz der einzelnen Koeffizienten besser hervortritt, soll aber später wieder aufgehoben werden. Es wird dann

$$L_{11} = 4\pi R\left(\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333\right)$$

$$L_{22} = 4\pi(R+g)\left(\ln\frac{R+g}{\varrho} + 0{,}333\right) =$$

$$= 4\pi R\left(1 + \frac{g}{R}\right)\left(\left(\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333 + \ln\left(1 + \frac{g}{R}\right)\right)\right)$$

Den Logarithmus von $1 + \frac{g}{R}$ entwickeln wir nach Potenzen von $\frac{g}{R}$ und wollen zunächst mit der zweiten Potenz die Reihe abbrechen. Wir setzen dabei voraus, daß der Bruch $\frac{g}{R}$ klein ist.

Dann wird

$$L_{22} = 4\pi R\left\{\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333 + \frac{g}{R}\left(\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333\right) + \frac{g}{R} + \frac{1}{2}\cdot 1\,\frac{g^2}{R^2}\right\}$$

$$L_{33} = 4\pi R\left\{\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333 + 2\,\frac{g}{R}\left(\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333\right) + 2\frac{g}{R} + \frac{1}{2}\cdot 4\,\frac{g^2}{R^2}\right\}$$

$$\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad\qquad \vdots$$

$$Lnn = 4\pi R\left\{\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333 + (n-1)\frac{g}{R}\left(\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333\right) + \right.$$

$$\left. + (n-1)\frac{g}{R} + \frac{(n-1)^2}{2}\frac{g^2}{R^2}\right\}$$

$$\sum_1^n Lnn = 4\pi R\left\{n\left(\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333\right) + \frac{n(n-1)}{1\cdot 2}\,\frac{g}{R}\left(\ln\frac{R}{\varrho} + 0{,}333\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{n(n-1)}{1\cdot 2}\,\frac{g}{R} + \left(\frac{\frac{1}{6}\,n(n+1)(2n+1)}{1\cdot 2} - n^2\right)\frac{g^2}{R^2}\right\}$$

An Stelle von R wollen wir jetzt den mittleren Radius r einführen und setzen

$$r = R + \frac{(n-1)}{2}g \quad \text{oder} \quad R = r - \frac{(n-1)}{2}g$$

Nach Einsetzen dieses Wertes in die obige Gleichung wird

$$\sum_1^n L\,n\,n = 4\pi r\left\{n\left(\ln\frac{r}{\varrho} + 0{,}333\right) + \frac{n(n^2-1)}{24}\frac{g^2}{r^2}\right\}$$

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Kreise in derselben Ebene mit den Radien r und $r + y$ ist nach Maxwell

$$M = 4\pi r\left\{\ln\frac{8r}{y}\left(1 + \frac{y}{2r} + \frac{1}{16}\frac{y^2}{r^2}\cdots\right) - \left(2 + \frac{y}{2r} - \frac{3}{16}\frac{g^2}{y^2} + \cdots\right)\right\}$$

Besteht das Solenoid aus n-Windungen, so ist der Abstand der einzelnen Windungen voneinander

$$n\,g,\quad (n-1)\,g,\quad \ldots\ldots,\quad g$$

Brechen wir auch hier wieder die Reihen mit dem quadratischen Gliede ab, so wird die Gesamtinduktion

$$\begin{aligned}L &= \sum_1^n L\,n\,n + \sum_1^n M\,n\,n\\ &= 4\pi r\Big\{n\left(\ln\frac{r}{\varrho} + 0{,}333\right) + n(n-1)\left(\ln\frac{8r}{g} - 2\right)\\ &\qquad - 2\ln[(n-1)!\,(n-2)!\cdots]\\ &\qquad + 2\frac{g^2}{16r^2}\Big\{\left(\ln\frac{8r}{g} + 3\right)\frac{n^2(n^2-1)}{12} - [(n-2)\,2^2\ln 2\\ &\qquad + (n-3)\,3^2\ln 3 + \cdots + (n-1)^2\ln(n-1)]\Big\}\Big\}\end{aligned}$$

Die Ausdrücke in den eckigen Klammern sind nur von der Windungszahl abhängig und können daher ein für allemal berechnet werden.

Schreibt man daher

$$2\ln[(n-1)!\,(n-2)!\cdots] = A'$$

und

$$(n-2)\,2^2\ln 2 + (n-3)\,3^2\ln 3 + \cdots = B'$$

so erhält man den Selbstinduktionskoeffizienten der Spule.

$$L = 4\pi r\left\{n\left(\ln\frac{r}{\varrho} + 0{,}333\right) + n(n-1)\left(\ln\frac{8r}{g} - 2\right) - A' + \frac{g^2}{8r^2}\left[\left(\ln\frac{8r}{g} + 3\right)\frac{n^2(n^2-1)}{12} - B'\right]\right\}$$

Die eben abgeleitete Formel zeigt große Ähnlichkeit mit einer von Hr. Strasser für eine einlagige Spule berechneten. Dort treten

ebenfalls zwei Koeffizienten A und B auf, die nur von der Windungszahl abhängen und von ihm bis für 30 Windungen berechnet sind. Der Zusammenhang mit den unserigen A' und B' ist gegeben durch die Beziehungen

$$A' = A$$
$$B' = \frac{1}{3} B$$

In der folgenden Tabelle sind die Größen A' und B' nochmals zusammengestellt.

n	A'	B'	n	A'	B'
1	—	—	16	354,4	11 898
2	—	—	17	415,8	15 586
3	1,386	2,771	18	482,8	20 142
4	4,970	14,432	19	555,5	25 554
5	11,33	46,94	20	634,2	32 303
6	20,90	122,32	21	718,9	39 777
7	34,06	264,91	22	809,7	48 839
8	51,11	499,85	23	906,6	59 380
9	72,32	863,54	24	1009,8	72 446
10	97,92	1395,8	25	1119,4	86 623
11	128,17	2191,0	26	1235,4	101 681
12	163,14	3256,5	27	1357,9	119 922
13	202,10	4680,7	28	1487,0	140 594
14	248,12	6510,7	29	1618,1	163 939
15	298,6	8913,7	30	1765,4	190 172

Vergleich der Formel mit der von Strasser[1]) für die einlagige Spule.

Bezeichnet man die Selbstinduktion der Flachspule mit Lf, die der einlagigen Spule mit Le, so wird unter Annahme gleicher Radien, Windungszahlen und Ganghöhen

$$Le - Lf = 4\pi r \frac{g}{8r^2}\left\{\left(\ln\frac{8r}{g} - 2\right)\frac{n^2(n^2-1)}{6} - \frac{2}{3}B\right\}$$

oder wenn man die Drahtlänge $l = 2\pi r n$ setzt,

$$Le - Lf = l \cdot \frac{g^2}{4r^2}\left\{\left(\ln\frac{8r}{g} - 2\right)\frac{n(n^2-1)}{6} - \frac{2}{3}\frac{B}{n}\right\}$$

Die Differenz $Le - Lf$ ist stets positiv, d. h. die einlagige Spule hat bei derselben Drahtlänge, Ganghöhe, Windungszahl und dem gleichen mittleren Radius eine größere Selbstinduktion wie die Flachspule.

1) B. Strasser, Wied. Ann. S. 763, 1905.

Dieses Resultat wird bestätigt durch Messungen von Fleming,[1]) die eine Differenz von ca. $2^1/_2$ % in dem obigen Sinne ergeben. Bildet man den Ausdruck

$$\frac{Le - Lf}{Le} = \frac{\frac{g^2}{r^2}\left\{\left(\ln\frac{8r}{g} - 2\right)\frac{n(n^2-1)}{6} - \frac{2}{3}\frac{B}{n}\right\}}{2\left\{\left(\ln\frac{r}{\varrho} + 0{,}333\right) + (n-1)\left(\ln\frac{8r}{g} - 2\right) - \cdots\right\}}$$

so ergibt sich, daß die prozentuale Abweichung der Differenz abhängig ist von dem Verhältnis $\frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Radius}}$, der Windungszahl n und der Drahtdicke 2ϱ und zwar wächst $\varDelta Le$ mit $\frac{g}{r}$, nimmt ab mit n und größer werdendem ϱ (s. Tabellen).

I.

$n = 10$

$r = 20$ cm; $2\varrho = 0{,}3$ cm.

$\frac{g}{r}$	$\varDelta Le$	$\frac{\varDelta Le}{Le}$ in %
0,015	$12{,}8 \cdot \pi$	0,05 %
0,025	$30{,}0 \cdot \pi$	0,13 %
0,035	$52{,}0 \cdot \pi$	0,25 %
0,045	$78{,}0 \cdot \pi$	0,40 %

II.

$n = 5$

$r = 20$ cm; $2\varrho = 0{,}3$.

$\frac{g}{r}$	$\varDelta Le$	$\frac{\varDelta Le}{Le}$ in %
0,015	$0{,}80 \cdot \pi$	0,010 %
0,025	$1{,}76 \cdot \pi$	0,024 %

Vergleich der Formel mit der von Stefan.

Bekanntlich gilt die Stefansche Formel nur für viele Windungen und wenn der Querschnitt des vom Metall der Drahtwindungen erfüllten Ringes ein Rechteck ist. Für diesen Fall ergeben beide Formeln übereinstimmende Werte. Mit wachsender Ganghöhe und abnehmender

1) Fleming, Jahrb. 3, 356, 1910.

Windungszahl ergeben sich erhebliche Differenzen in dem Sinne, daß die Stefanschen Werte zu groß ausfallen, was für den Fall der einlagigen Spule schon von Hr. Strasser nachgewiesen worden ist.

Experimentelle Prüfung der Formel.

Messungen des Selbstinduktionskoeffizienten solcher Flachspulen sind ausgeführt worden von Hr. Meissner.[1])

In der folgenden Tabelle sind die gemessenen und nach unserer Formel berechneten Werte zusammengestellt.

L beob.	L ber.	Δ
40000 cm	40440 cm	1,1 %
43800 cm	44700 cm	2,0 %
47900 cm	48200 cm	0,6 %
102700 cm	101250 cm	1,4 %

Die Abweichungen betragen im Mittel ca. 1,3 % und liegen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler.

Gültigkeitsbereich unserer Formel.

Die Formel wird offenbar dann aufhören in Strenge zu gelten, wenn die Wickelungshöhe größer wird und damit auch das Verhältnis $\frac{n g}{r}$, da dann das Abbrechen unserer Reihenentwickelungen mit dem quadratischen Gliede $\frac{g^2}{r^2}$ nicht mehr statthaft ist. Eine Erweiterung der Formel würde die Hinzunahme der 4. und höheren Potenzen notwendig erscheinen lassen, was die Durchführung der Rechnung sehr umständlich machen würde.

Aus den Messungen von Hr. Meissner ergibt sich, daß unsere Formel exakte Werte liefert, wenn

$$\frac{n g}{r} \leqq 0,5 \text{ ist.}$$

Zusammenfassung.

Es wird eine Formel zur Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Flachspulen aufgestellt, die exakte Werte liefert wenn das Verhältnis $\frac{\text{Wickelungshöhe}}{\text{Radius}} \leqq 0,5$ ist.

Halle a. S., Phys. Versuchsstation, 12. Sept. 1911.

1) A. Meissner, Jahrb. 3, 57, 1909.

(Eingesandt 12. September 1911.)

Referate.

Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie von K. Bangert. Auszug aus der Phys. Ztschr. **11**, 123, 1910 (Schluß):

c) Kreise mit Schlömilchzelle. Man kann die Schlömilchzelle[1]) genau so wie den Bleiglanzdetektor verwenden unter Benutzung eines Fernhörers. Sie ist dann wenig empfindlich; empfindlicher wird sie durch Anlegung einer elektromotorischen Kraft. (Es wird eine Schaltung für Meßzwecke angegeben.)

Schaltet man in einen Kreis, der aus Selbstinduktionsspule und Kondensator besteht, eine Zelle ein, so beobachtet man je nach der Größe von Selbstinduktion und Kondensator folgendes: Ist der Kondensator sehr klein, so zeigt der Kreis annähernd dieselbe Eigenschwingung mit und ohne Zelle. In einem Beispiel hatte ein Kreis aus $L = 11{,}25 \cdot 10^5$ cm und $C = 30$ cm ohne Zelle eine Eigenschwingung von $\lambda = 395$ m, mit Zelle eine solche von $\lambda = 390$ m. War der Kondensator größer, so war die Eigenschwingung weniger scharf ausgeprägt; außerdem war sie kleiner als ohne Zelle.

Wird die Kondensatorkapazität mindestens 25 m groß, so ist die Eigenschwingung sehr stark gedämpft, ein Resonanzmaximum kann nur in weiten Grenzen angegeben werden. Die Lage dieses unscharfen Maximums ist von der Größe des Kondensators unabhängig.

Diese Erscheinung findet ihre Erklärung in der Annahme, daß die Schlömilchzelle Widerstand und Kapazität besitzt. Bei kleinem Kondensator ist die Gesamtkapazität des Kreises durch Hintereinanderschaltung dieses kleinen C und der erheblich größeren Zellenkapazität bestimmt, das heißt, sie entspricht ziemlich genau der Kondensatorkapazität. Ist dagegen der Kondensator groß gegen die Zellenkapazität, so entspricht die Gesamtkapazität des Schwingungskreises der Zellenkapazität. Ist die Kondensatorkapazität von ähnlicher Größe wie die Zellenkapazität, so wird die Eigenschwingung des Schwingungskreises, in den die Zelle geschaltet wird, verkleinert. Ist z. B. die Eigenschwingung eines Kreises, bestehend aus Spule $L = 6{,}35 \cdot 10^3$ m und Kapazität $C = 5{,}4$ m, mit dem Stationsprüfer erregt (Verfahren nach Fig. 4), $\lambda = 1160$ m, so sinkt sie auf $\lambda = 470$ m, wenn die Schlömilchzelle zwischen Spule und Kondensator eingeschaltet wird. Bei diesem Zahlenbeispiel ist der Kreis nur wenig gedämpft.

1) Schlömilch, Elektrot. Ztschr. 24, 959, 1903.

In der Tabelle 3 ist für die gemessenen Wellenlängen der Bereich angegeben, in dem eine Einstellung des Maximums der Resonanz ausführbar ist. Man sieht, daß mit wachsendem C die Resonanz unscharf wird.

Tabelle 3.

Kreis aus		$\lambda =$
Spule $L =$	Kondensator $C =$	
$6{,}35 \cdot 10^3$ m	5,4 m	470 m ± 15 m
	11,5 m	480 m ± 20 m
	22,5 m	520 m ± 35 m
	30 m	525 m ± 40 m
	50 m	530 m ± 50 m
	75 m	530 m ± 100 m
$17{,}2 \cdot 10^3$ m	11,5 m	830 m ± 30 m
	22,5 m	850 m ± 40 m
	72 m	850 m ± 60 m

Man erhält eine ausgeprägte Eigenschwingung auch in einem Kreise mit Schlömilchzelle, in dem der Kondensator, zu dem parallel das Lokalstromaggregat liegt, ganz weggelassen wird. Der Kreis besteht dann nur (analog wie in Fig. 6) aus Spule, Zelle und dem Aggregat des Lokalstromkreises. Es zeigte sich z. B. in einem so geschalteten Kreise, dessen Spule $L = 11{,}25 \cdot 10^5$ cm war, eine Eigenschwingung $\lambda = 695$ m. Die Erklärung liegt in der im Abschnitt 3b besprochenen Erscheinung der „toten Kapazität". Aus Tabelle 1 hatte sich ergeben, daß auch der Lokalstromkreis mit Fernhörer eine solche tote Kapazität bildet, die geeignet ist, einem Kreise eine ausgeprägte Eigenschwingung zu ermöglichen.

Fig. 9.

Man kann die Kapazität der Zelle durch folgende Substitutionsmethode experimentell bestimmen: An Stelle der Zelle wird ein geeichter Drehkondensator (K) eingeschaltet (Fig. 9) und mit einer Poulsenanordnung (Verfahren nach Fig. 3) erregt, deren Wellenlänge die mit der Zelle gefundene war. Die Einstellung des Drehkondensators im Resonanzfalle gibt die von der Zelle repräsentierte Kapazität direkt an. Gemessen wurde so bei der kleineren Spule (Tabelle 3) ein Wert von 114 cm, bei der größeren Spule 112 cm. Die Kapazität der einzelnen Zellen ist jedoch verschieden, sie ist am größten bei älteren, schon

viel benutzten Zellen, und lag bei den untersuchten Zellen zwischen 1 und 6 m.

Die Kapazität ist weiterhin verschieden, je nach der Spannung, die an die Zelle gelegt wird. Mit angelegter Spannung (etwa 2,8 Volt) ist sie kleiner als ohne Spannung, bei wachsender Spannung nimmt sie weiter ab.

Eine Zelle ergab z. B. in einem Schwingungskreise folgende Eigenschwingungen: ohne Spannung . . $\lambda =$ etwa 600 m
Spannung 2,8 Volt $\lambda =$ „ 350 m
„ 3,5 „ $\lambda =$ „ 260 m
„ 4,2 „ $\lambda =$ „ 170 m

Eine andere Zelle ergab in demselben Kreise folgende Eigenschwingungen: ohne Spannung $\lambda =$ etwa 1000 m
mit Spannung $\lambda =$ „ 700 m

Die letztere Zelle ist schon eine alte und stark beanspruchte; sie zeigt eine größere Kapazität wie die erste Zelle. Bei größerer elektromotorischer Kraft wird der Kreis gleichzeitig stärker gedämpft.

d) Kreise mit Fritter. Der Fritter wird an einen besonderen Stromkreis angeschlossen, der ein Relais enthält; letzteres betätigt einen Schreibapparat und den sog. Klopfer, der die Aufgabe hat, den Fritter im geeigneten Augenblicke zu entfritten. Der Umstand, daß es günstig ist, den Fritter in stromlosem Zustand zu entfritten, bringt es mit sich, daß das ganze Klopfergerüst mit an den Fritteranschlüssen liegt. Diese ganzen Metallteile bilden aber, wie in Tabelle 1 gezeigt wurde, eine kleine unvermeidliche tote Kapazität. Infolgedessen gelang es nicht, einen Schwingungskreis (geschaltet wie in Fig. 5, statt Fernhörer F der Fritterstromkreis) mit Fritter stark gedämpft zu erhalten. Ein solcher Kreis hat eine scharf ausgeprägte Eigenschwingung; z. B. wenn $L = 12 \cdot 10^3$ m und $C = 22$ m war, so war $\lambda = 375$ m.

Hieraus berechnet sich die für die Eigenschwingung in Betracht kommende Kapazität zu 11—12 cm; das ist aber der Wert, der für die am Fritter hängenden Metallteile in Tabelle 1 gemessen wurde Auf die Größe des Kondensators C kommt es bei dieser kleinen wirksamen Kapazität nicht an, sofern sie mindestens 100 cm beträgt.

Der Fritter ist demnach in unerregtem Zustand aufzufassen als sehr großer Widerstand mit paralleler Kapazität, die jedoch gegen 12 cm nicht in Betracht kommt. Vermeiden haben sich diese toten Kapazitäten nicht lassen; sie wurden auf die äußersten Maße reduziert und stellten nur noch einen verschwindenden Rest von all den Metallteilen dar, die an dem benutzten früher auf einer Funkentelegraphen-Station im Betriebe gewesenen Stationskasten vorhanden waren.

5. Bemessung von Detektorkreisen. Es möge nun noch kurz zusammengefaßt werden, wie der Detektorkreis am günstigsten zu bemessen ist, damit er für verschiedene Detektoren möglichst aperiodisch ist. Er soll nach Abschnitt 2 nur bestehen aus Spule und Blockkondensator, dem Detektor und seinen Hilfsapparaten, Fernhörer bzw. Lokalstromkreis. Letztere hatten sich als tote Kapazitäten erwiesen; um sie daher an eine Stelle zu legen, wo sie nicht schaden, sind sie parallel zum Blockkondensator zu schalten (Fig. 5). Mit Rücksicht auf die Schlömilchzelle ist, wie in 4c gezeigt wurde, der Blockkondensator möglichst groß zu wählen; aus Tabelle 3 geht hervor, daß die Größe von 50 m vollauf genügt; diese Größe hat er auch an den Empfangsapparaten des Telegraphen-Versuchsamtes; er ist ein Glimmerkondensator (kleine Type der C. Lorenz Aktiengesellschaft), der sich bequem an der Koppelungsspule selbst befestigen läßt. Für die Tickerschaltung hatte sich (4a) dieselbe Forderung ergeben.

Für die Größe der Koppelungsspule ist wiederum die Schlömilchzelle maßgebend. Man bemißt die Spule so, daß ihre Selbstinduktion mit einer durchschnittlichen Zellenkapazität von etwa 2 m die mittlere Wellenlänge des Bereiches ergibt, in dem man den Luftleiterkreis mit den vorhandenen Abstimmitteln einstellen kann. Für einen Wellenbereich von 600 bis 1200 m im Empfänger wird man die Selbstinduktion der Koppelungsspule etwa 10^6 cm groß wählen. Der Detektorkreis gibt dann mit Schlömilchzelle ein sehr unscharfes Maximum zwischen 800 und 1000 m Wellenlänge. Derselbe Kreis ist dann mit Ticker und Bleiglanzdetektor gänzlich aperiodisch. Die Spule von 10 km Selbstinduktion ist genügend groß; denn der Antennenkreis induziert so stark auf diesen Detektorkreis, daß die Eigenschwingung des Antennenkreises stark gedämpft erscheint. Es ist aber nicht möglich, diesen Detektorkreis, der für die Schlömilchzelle nahezu, für den Bleiglanzdetektor und den Ticker vollständig aperiodisch ist, auch für den Fritter aperiodisch zu machen. Darum muß man den Detektorkreis mit Fritter abstimmbar einrichten, indem man parallel zum Fritter einen variablen Kondensator schaltet, eine Schaltung, die auch bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie üblich ist. Demgegenüber bieten Bleiglanzdetektor, Schlömilchzelle und Ticker neben viel größerer Empfindlichkeit als der Fritter den Vorteil, daß man sie in einer Schaltung anbringen kann, die es bloß erforderlich macht, den Luftleiterkreis auf die gewünschte Wellenlänge abzustimmen. (E.)

(Eingesandt 1. Juni 1910.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Berichtigung.

Im Aufsatz Austin Heft 1 S. 100 zehnte Zeile von unten ist irrtümlich gesetzt worden „Ausdruck $e^{\frac{-ad}{\sqrt{\lambda}}}$“ anstatt „Ausdruck $\frac{I_s h_1 h_2}{\lambda d}$“. Ferner ist an einigen Stellen „Umdrehungen“ anstatt „Perioden“ gesetzt.

Die Redaktion.

1000-Funkenfrequenz.[1])

Von **Shunkichi Kimura.**

Wir entnehmen Mitteilungen von Dr. Sh. Kimura (Naval Ordnance Dept. Yokosuka) folgendes:

Bezeichnungen:

$\sim$	Periode des primären Stromes,
L_1	Selbstinduktion der primären Spule,
K	Koppelungskoeffizient zwischen primärer und sekundärer Spule,
ν_1	Anzahl der primären Windungen,
$V_{1\,\text{eff.}}$	Primäre Spannung,
$J_{1\,\text{eff.}}$	Primäre Stromstärke,
P	Primäre Energie,
η	Verhältnis des magnetischen Widerstandes zur magnetischen Impedanz,
C	Kapazität im sekundären Kreis,
L_2	Selbstinduktion im sekundären Kreis,
R_2	Widerstand im sekundären Kreis,
δ	Dämpfung im sekundären Kreis,
ν_2	Windungszahl im sekundären Kreis,
$\mathfrak{V}_0$	Resonanzpotential,
$\mathfrak{V}$	Funkenpotential,
p	Potentialverhältnis,
ζ	Funkenzahl pro Sekunde,
W	Hochfrequenz-Energie im Kondensatorkreis.

1) Auszug aus Verfassers „Spark-number and resonance-inductor“.

Die Untersuchungen von M. Wien[1]) und später von L. W. Austin[2]) über die Empfindlichkeit von Telephon-Empfängern, veranlaßten, in Verbindung mit den jüngsten Verbesserungen im Hörempfang, die allgemeine Verwendung von hochperiodigen Wechselströmen, und schließlich die durch den Kölner Vortrag von Graf Arco[3]) inaugurierte Einführung der 1000-Funkenfrequenz als Normalton des neuen Telefunkensystems.

Es wird dadurch ein hoher musikalischer Ton erzeugt, aber als notwendige Bedingung ist die Anfangsamplitude der Schwingungen verhältnismäßig sehr klein und der Ton schwach.

Die Untersuchungen von H. W. Eccles[4]) enthüllten die bemerkenswerte Tatsache, daß die durch einen Detektor an das Telephon überführte Energie in linearer Beziehung steht zu der Energie, die der Detektor in Form elektrischer Schwingungen erhält. Ferner wurde aus Erwägungen über die Dämpfung und Amplitude von Schwingungen F. Kiebitz[5]) zu dem Schluß geführt, daß für die Empfangsintensität Dämpfung und Amplitude untergeordnete Rollen spielen im Vergleich zur ausgestrahlten Energie. Versuche mit hochperiodigem primärem Strom ergaben, daß hellere Töne, erzeugt mit dem verminderten Funkenpotential, stets von einer Verminderung der Empfangsintensität begleitet sind.

Dieses praktische Resultat kann durch die Tatsache erklärt werden, daß für die Erzeugung einer hochtönigen Funkenfrequenz das Funkenpotential notwendigerweise klein und dementsprechend die primäre Energie beschränkt ist, ebenso sind dann der Kondensatorstrom im sekundären System und die ausgestrahlte Energie entsprechend gering.

Wir stehen also vor folgendem Problem: Wie kann man bei Benutzung der 1000-Funkenfrequenz mit entsprechendem hohem musikalischem Ton das Funkenpotential erhöhen und so entsprechend eine größere primäre Energie und Strahlungsenergie erzielen?

Nachfolgend gebe ich meine Berechnungen hierüber, basierend

1) M. Wien, Phys. Ztschr. **4**, 69, 1902, Über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe.

2) L. W. Austin, Bull. Bur. of Stand. **5**, 153, 1908, On the advantage of a high spark-frequency in radiotelegraphy.

3) Graf Arco, Jahrb. **2**, 551, 1909, Das neue Telefunkensystem.

4) H. W. Eccles, Phil. Mag. **20**, 533, 1910. The energy relations of certain detectors used in wireless telegraphy.

5) F. Kiebitz, Ann. Phys. **23**, 941, 1910. Versuche über drahtlose Telegraphie mit verschiedenen Antennenformen.

auf praktischen Daten und Konstanten, die nach verschiedenen Richtungen angestellt wurden, um zu sehen, in welcher Richtung der Weg zur Lösung des Problems liegt und wie viel dadurch gewonnen werden kann.

Wenn wir mit einem bekannten Resonanzinduktor arbeiten, so ist die Steigerung des Funkenpotentials bis zum Funkenübergang dargestellt durch den Ausdruck:

$$V = \mathfrak{B}_0 \left(1 - e^{-\delta t}\right) \sin 2\pi \sim t$$

wo $\mathfrak{B}_0$ der Wert des Resonanzpotentials ist, der das Potential V schließlich nur theoretisch erreicht. δ ist die Dämpfung der sekundären Spule und $\sim$ die primäre Periode.

Wenn Funken einsetzen bei jeden m-Viertel-Perioden des primären Stromes, wo m stets eine gerade Zahl ist, dann ist die Zeit erforderlich für einen Funkenübergang, bzw. das Intervall zwischen den aufeinanderfolgenden Funkenentladungen:

$$\tau = \frac{m}{4\sim}$$

Funkenfrequenz und das Funkenpotential sind dann

$$\zeta = \frac{1}{\tau} = \frac{4\sim}{m}$$

$$V_f = \mathfrak{B}_0 \left(1 - e^{-\frac{\delta}{\zeta}}\right)$$

Daher kann die Funkenfrequenz auch geschrieben werden:

$$\zeta = \frac{\delta}{\operatorname{lognat} \frac{1}{1-p}}$$

wo p das Potentialverhältnis $V_f/\mathfrak{B}_0$ bedeutet.

Der Wert des Resonanzpotentials ist nach J. Zenneck[1]):

$$\mathfrak{B}_0 = \frac{E_{a0}}{4\pi \sim \delta L_2 C}$$

wo E_{a0} das in der sekundären Spule induzierte Potential ist und L_2 die Selbstinduktion derselben.

Kleines Funkenpotential für die hochtönige Frequenz bedingt

1) Zenneck, Elektromagn. Schwingungen usw. S. 557.

Kleinheit von p und auch eine vereinfachte Beziehung zwischen E_{a0} und dem primären Potential V_1, und wir können hier schreiben:

$$\text{lognat}\,\frac{1}{1-p} = p$$

$$E_{a0} = \frac{\nu_2}{\nu_1} V_{10} = \sqrt{2}\,\frac{\nu_2}{\nu_1} V_1$$

wo ν_1, ν_2 die Windungszahl in der primären bzw. sekundären Spule des Resonanzinduktors bedeuten.

Die Energie im sekundären System ist:

$$W = \frac{1}{2} \zeta C V_f^2$$

Primäre Energie, die nicht den Betrag hat, um das wirkliche Funkenpotential V_f zu erzeugen, sondern den Betrag, welcher in dem gegebenen System angewendet werden kann, kann in Ausdrücken des Resonanzpotentials geschrieben werden. Wir haben einerseits, wie oben gezeigt wurde, die Beziehung zwischen $\mathfrak{V}_0$ und V_1, nahezu:

$$\mathfrak{V}_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}\,\pi \sim \delta L_2 C} \cdot \frac{\nu_2}{\nu_1} \cdot V_1$$

Andererseits hat der primäre Strom den Ausdruck:

$$J_1 = \frac{V_1}{2\pi \sim \eta L_1}$$

wo η ein Faktor kleiner als 1 ist und ηL_1 die reduzierte Selbstinduktion der primären Spule im wirkenden Zustande. Experimentelle Bestimmung von η mit dem hier angewandten Induktor führte zu dem approximativen Werte $\eta = 0{,}1$. Diese Ausdrücke für primäres Potential und primären Strom, zusammen einerseits mit der Tatsache, daß sie bei Resonanz von gleicher Phase sind und andererseits mit der nachstehenden Bedingung

$$C L_2 = \frac{1}{4\pi^2 (1 - K^2) \sim^2}$$

führten zu den folgenden Ausdrücken für die angewandte primäre Energie

$$P = J_1 V_1 = 4\pi \sim \delta^2 \frac{L_2^2 C^2}{\eta L_1} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^2 \mathfrak{V}_0^2$$

$$= \frac{1}{(1 - K^2)\pi} \cdot \frac{\delta^2}{\eta} \cdot \frac{C}{\sim} \cdot \frac{L_2}{L_1} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^2 \mathfrak{V}_0^2$$

wo K den Koppelungskoeffizienten bedeutet; der beste Wert von K^2 für maximales Resonanzpotential ist stets kleiner als 0,5.

Die Berechnungsformeln in praktischen Einheiten und in der Ordnung ihrer Anwendung bei den nachfolgenden Berechnungen sind:

Selbstinduktion:

$$L_2\,(\text{Henry}) = \frac{10^6}{4\pi^2(1-K^2)} \cdot \frac{1}{\sim^2} \cdot \frac{1}{C(\text{MF.})}$$

Dämpfung:

$$\delta = \frac{R_2\,(\text{Ohm})}{2(1-K^2)\,L_2\,(\text{Henry})}$$

Resonanzpotential:

$$\mathfrak{B}_0\,(\text{Volt}) = \sqrt{2}\,\pi(1-K^2)\frac{\sim}{\delta} \cdot \frac{\nu_2}{\nu_1}\,V_1\,(\text{Volt})$$

Funkenfrequenz:

$$\zeta = \frac{\delta}{\operatorname{lognat}\frac{1}{1-p}} = \frac{\delta}{p}$$

Funkenpotential:

$$V_f = \frac{\delta}{\zeta}\mathfrak{B}_0 = p\,\mathfrak{B}_0$$

Sekundäre Energie bei Funkenübergang:

$$W(\text{KW.}) = \frac{1}{2}\,10^{-9}\,\zeta\,C(\text{MF.})\,V_f^2\,(\text{Volt})$$

Anwendbare primäre Energie:

$$P(\text{KW.})^{1)} = \frac{10^{-9}}{\pi(1-K^2)} \cdot \frac{\delta}{\eta} \cdot \frac{C(\text{MF.})}{\sim}\,\frac{L_2}{L_1}\left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^2 \mathfrak{B}_0^2\,(\text{Volt})$$

---

1) Wenn für $\mathfrak{B}_0$ obiger modifizierter Ausdruck aus **Zenneck**s Formel gleich gesetzt wird dem Ausdruck derselben Größe nach **Glage** (Jahrb. **1**, 12) modifiziert für den besten Koppelungswert, so erhalten wir die folgende Beziehung zwischen den Windungszahlen und Selbstinduktionen:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{K}{1-K^2} \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\;.$$

Diese Formel stimmt sehr gut überein mit den wirklichen Werten der Größen bei Resonanz. Durch Einführung dieser Beziehung in P für eine gegebene Station ergibt sich:

$$P\,(\text{KW.}) = \frac{10^{-9}}{\pi} \cdot \frac{\delta^2}{\eta} \cdot \frac{C(\text{MF.})}{\sim} \cdot \frac{1-K^2}{K^2} \cdot \mathfrak{B}_0^2\,(\text{Volt})$$

Es handelt sich hier um 1000-Funkenfrequenz und eine primäre Periode von 1000 aber auch andere Frequenzen und Perioden werden manchmal zum Vergleich herangezogen.

In den folgenden Tabellen werden folgende Einheiten angewendet: MF. für C, Ohm für R_2, Volt für V_1, Henry für L_1, L_2, andere werden an ihrer Stelle erwähnt.

Fall 1: Verschiedene Funkenfrequenzen mit 1000$\sim$Primärstrom Es mögen folgende Bedingungen bestehen:

$$\sim = 1000 \qquad \nu_1 = 180 \qquad L_1 = 0{,}01$$
$$C = 0{,}01 \qquad L_2 = 5 \qquad \nu_1 = 3600$$
$$K^2 = 0{,}5 \qquad R_2 = 60 \qquad \delta = 12$$
$$\eta = 0{,}1 \qquad V_1 = 200$$

	ζ 125	ζ 250	ζ 500	ζ 1000	ζ 2000
$\mathfrak{V}_0$ 10^4 Volt	74	74	74	74	74
p	0,092	0,047	0,024	0,012	0,006
V_f 10^4 Volt	6,8	3,5	1,8	0,89	0,44
W KW.	2,9	1,5	0,8	0,4	0,2
P KW.	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0

Allgemeine Beziehungen unter diesen Bedingungen sind: L_2, δ, $\mathfrak{V}_0$, P konstant

$$V_f \backsim \frac{1}{\zeta} \qquad W \backsim \frac{1}{\zeta}$$

Das Funkenpotential und die sekundäre Energie sind umgekehrt proportional den Funkenfrequenzen.

Fall 2: $\sim$1000-Primärstrom bei verschiedenen Potentialien für 1000-Funkenfrequenz.

Die Bedingungen an der Station seien:

$$\sim = 1000 \qquad \nu_1 = 180 \qquad L_1 = 0{,}01$$
$$C = 0{,}01 \qquad L_2 = 5 \qquad \nu_2 = 3600$$
$$K^2 = 0{,}5 \qquad R_2 = 60 \qquad \delta = 12$$
$$\eta = 0{,}1 \qquad \zeta = 1000$$

	V_1 250	V_1 200	V_1 150
$\mathfrak{V}_0$ 10^4 Volt	93	74	56
p	0,012	0,012	0,012
V_1 10^4 Volt	1,12	0,89	0,67
W Kw.	0,63	0,40	0,22
P Kw.	10,0	6,0	3,7

Allgemeine Beziehungen bei diesen Bedingungen sind: L_2, δ, ζ, p konstant,

$$\mathfrak{V}_0 \backsim V_1 \qquad V_f \backsim V_1 \qquad W \backsim V_1^2 \qquad P \backsim V_1^2$$

Das Funkenpotential und die sekundäre Energie sind also durch das primäre Potential verbessert.

Fall 3: 1000-Funkenfrequenz mit 1000 $\sim$ Primärstrom bei verschiedenen Koppelungen.

Es seien die Bedingungen:

$$\sim\; = 1000 \qquad \nu_1 = 180 \qquad L_1 = 0{,}01$$
$$C = 0{,}01 \qquad \zeta = 1000 \qquad V_1 = 200$$

	$K^2 = 0{,}8$	$K^2 = 0{,}7$	$K^2 = 0{,}5$	$K^2 = 0{,}3$
L_2 Henry	12,5	8,3	5,0	3,6
$\nu_2 \backsim \sqrt{L_2}$	5600	4600	3600	3000
R_2 Ohm	93	77	60	50
δ	19	15	12	10
$\mathfrak{V}_0$ 10^4 Volt	30	44	74	104
p	0,019	0,015	0,012	0,010
V_f 10^4 Volt	0,55	0,78	0,89	1,9
W KW.	0,15	0,3	0,4	1,8
P KW.	6,0	6,0	6,0	6,0

Da hier ν_2 experimentell zu bestimmen ist anstatt der approximativen Beziehung $\backsim \sqrt{L_2}$, so sind die allgemeinen Beziehungen unter diesen Bedingungen:

$$L_2 \backsim \frac{1}{1 - K^2} \qquad R_2 \backsim \nu_2 \qquad \delta \backsim \nu_2$$
$$\mathfrak{V}_0 \backsim 1 - K^2 \qquad p \backsim \nu_2 \qquad V_f \backsim (1 - K^2)\,\nu_2$$
$$W \backsim \nu_2^2 (1 - K^2)^2 \qquad P = \text{const.}$$

Eine Verbesserung im Funkenpotential und der sekundären Energie ist so durch Verringerung der Koppelung erzielt und hält an solange wie die Verkleinerung von ν_2 die Wirkung der Vergrößerung von $1 - K^2$ aufhebt.

Mit den Konstanten des Induktors:

$$L_1 = 0{,}01 \qquad L_2 = 5$$
$$R_1 = 0{,}08 \qquad R_2 = 60$$

gibt Seibts Ausdruck für die beste Koppelung den Wert

$$K^2 = \frac{1}{2 + \frac{L_2}{L_1}\frac{R_1}{R_2}} = 0{,}375$$

bei dem das Funkenpotential unter vorstehenden Bedingungen ist:

$$V_f = 0{,}99 \cdot 10^4 \text{ Volt.}$$

Fall 4: 1000-Funkenfrequenz mit 1000 $\sim$ Primärstrom mit verschiedenen induktionsfreien Widerständen im Sekundärsystem.

Die Bedingungen an der Station seien:

$$\sim\, = 1000 \qquad v_1 = 180 \qquad L_1 = 0{,}01$$
$$C = 0{,}01 \qquad v_2 = 3600 \qquad L_2 = 5$$
$$\eta = 0{,}1 \qquad V_1 = 200 \qquad \zeta = 1000$$
$$K^2 = 0{,}5$$

	R_2' 20	R_2' 60	R_2' 200	R_2' 2000
δ	4	12	40	400
$\mathfrak{B}_0$ 10^4 Volt	220	73	22	2,2
p	0,004	0,012	0,04	0,33
V_f 10^4 Volt	0,88	0,88	0,88	0,73
W KW.	0,4	0,4	0,4	0,26
P KW.	6,0	6,0	6,0	6,0

Die allgemeinen Beziehungen unter diesen Umständen sind:

$$\delta \backsim R_2' \qquad p \backsim R_2' \qquad \mathfrak{B}_0 \backsim 1/R_2'$$

$$V_f \backsim \frac{p}{\operatorname{lognat} \frac{1}{1-p}} \qquad W \backsim V_f^2 \qquad P = \text{konstant}$$

Auf diese Weise ist der induktionsfreie Widerstand im Sekundärsystem außerhalb der Sekundärspule unwesentlich, wenn nicht dieser Widerstand so groß ist um merklich die Gleichheit von p und lognat $\frac{1}{1-p}$ zu stören, in welchem Fall die Wirkungen geringer sind.

Fall 5: 1000-Funkenfrequenz mit 1000 $\sim$ Primärstrom mit Sekundärspulen von verschiedenem Widerstand.

Die Bedingungen seien:

$$\sim\, = 1000 \qquad v_1 = 180 \qquad L_1 = 0{,}01$$
$$R_1 = 0{,}08 \qquad C = 0{,}01 \qquad \eta = 0{,}1$$
$$V_1 = 200 \qquad \zeta = 1000 \qquad K^2 = 0{,}35$$

Hier sind die Berechnungen ausgelassen, da die allgemeinen Beziehungen unter diesen Umständen sind:

$$L_2,\ V_f,\ W,\ P \text{ sind konstant,}$$
$$\delta \backsim R_2 \qquad \mathfrak{V}_0 = 1/R \qquad p \backsim R_2$$

Es besteht kein Vorteil durch Verminderung des Widerstandes der Sekundärspule bei Vergrößerung des Funkenpotentials der 1000-Funkenfrequenz. Wenn aber größere Funken verlangt werden ohne Rücksicht auf die Funkenfrequenz, dann ist diese Verminderung des Widerstandes vorteilhaft, und außerdem wird dadurch die Koppelung vermindert.

Fall 6. 1000-Funkenfrequenz mit Primärstrom verschiedener Perioden.

Bedingungen:

$$C = 0{,}01 \qquad P = 6 \text{ KW.} \qquad \eta = 0{,}1$$
$$V_1 = 200 \qquad K^2 = 0{,}5 \qquad \zeta = 1000$$

		~ 500	~ 1000	~ 3000
J_1	Amp.	30	30	30
L_1	Henry	0,02	0,01	0,0035
ν_1		250	180	70
L_2	Henry	20	5	0,55
ν_2		7500	3600	1400
R_2		125	60	23
δ		6	12	42
$\mathfrak{V}_0$	10^4 Volt	92	74	37
p		0,006	0,012	0,041
V_f	10^4 Volt	0,55	0,89	1,5
W	KW.	0,15	0,4	1,13

Wir haben als allgemeine Beziehungen unter diesen Umständen:

$$R_2 \backsim \nu_2 \qquad L_2 \backsim \frac{1}{\sim^2} \qquad \delta \backsim \nu_2 \sim^2$$

$$\mathfrak{V}_0 \backsim \frac{1}{\nu_1 \sim} \qquad L_1 \backsim \frac{1}{\sim} \qquad p \backsim \nu_2 \sim^2$$

$$V_f \backsim \frac{\nu_2}{\nu_1} \sim \qquad W \backsim \left(\frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^2 \sim^2$$

Entsprechend wie die primäre Periode hoch ist, wird das Funkenpotential in derselben Proportion größer für eine konstante primäre Energie. Aber da die Periode höher ist, wird ν_2 kleiner.

Wenn L_2 variiert mit dem Quadrat von ν_2, nämlich wenn

$L_2 \backsim \nu_2^2$ und $L_2 \backsim \frac{1}{\sim^2}$, dann bleibt das Produkt $\nu_2 \sim$ konstant; da aber L_2 variiert wie

$$L_2 \backsim \frac{1}{\sim^2} \backsim (\nu_2 - \beta)^2$$

so bleibt ein Vorteil in V_f durch die höhere Periode bestehen durch den Faktor $\beta \sim$.

Fall 7: 1000-Funkenfrequenz mit 1000 ∼ Primärstrom bei verschiedenen Kapazitäten im Sekundärsystem.

Bedingungen:

$\sim = 1000$ $\quad L_1 = 0{,}01$ $\quad \nu_1 = 180$
$\eta = 0{,}1$ $\quad V_1 = 200$ $\quad K^2 = 0{,}5$
$\zeta = 1000$ $\quad \nu_2$ und auch R_2 experimentell bestimmt.

		C 0,007 MF.	C 0,01 MF.	C 0,013 MF.
ν_2		4800	3600	2800
R_2	Ohm	80	60	46
L_2	Henry	7,1	5	3,8
δ		11,4	12	12,1
p		0,0114	0,0120	0,0121
$\mathfrak{V}_0$	10^4 Volt	104	74	57
V_f	10^4 Volt	1,2	0,89	0,69
W	KW.	0,50	0,40	0,31
P	KW.	6,0	6,0	6.0

Es ist also für eine Station mit konstanter Wellenlänge eine kleine Änderung in der Kapazität des Kondensators zugunsten der kleineren Kapazität. Allgemeine Beziehungen unter diesen Umständen sind:

$L_2 \backsim 1/C$ $\quad \delta \backsim C \nu_2$ $\quad R_2 \backsim \nu_2$
$\mathfrak{V}_0 \backsim 1/C$ $\quad p \backsim C \nu_2$ $\quad V_f \backsim \nu_2$
$W \backsim C \nu_2^2$ $\quad P =$ konst.

Der Vorteil der kleineren Kapazität liegt daher in der Vergrößerung von ν_2, und da ν_2 rapide wächst wird mit kleiner werdendem C, so ist eine Verringerung der Kapazität günstig. Dies wurde praktisch verifiziert.

Fall 8: 1000-Funkenfrequenz mit 1000 ∼ Primärstrom bei verschiedenen sekundären Windungszahlen.

Die Anzahl der sekundären Windungen ν_2 kann vergrößert werden ohne die Resonanz zu stören und mit einer konstanten Kapazität im

Schwingungskreis wenn zwei oder drei Gruppen der sekundären Spulen in Parallelschaltung angewendet werden. Dies ist notwendig wenn eine große Kapazität benutzt wird und der Strom durch die Sekundärspule groß ist.

Es seien die Bedingungen:

$$C = 0{,}01 \qquad \sim\, = 1000 \qquad L_2 = 5$$
$$L_1 = 0{,}01 \qquad \nu_1 = 180 \qquad K^2 = 0{,}5$$
$$V_1 = 200 \qquad \zeta = 1000$$

		Sekundärspule eine einzige	Sekundärspulen zwei parallel	Sekundärspulen vier parallel
ν_2		3600	5400	8100
R_2	Ohm	60	45	45
δ		12	9	9
$\mathfrak{V}_0$	10^4 Volt	74	148	222
p		0,012	0,009	0,009
V_f	10^4 Volt	0,89	1,33	2,0
W	KW.	0,4	0,89	2,0
P	KW.	6,0	6,2	6,2

Allgemeine Beziehungen in diesem Falle sind:

$$\delta \backsim R_2 \qquad \mathfrak{V}_0 \backsim \frac{V_2}{R_2} \qquad p \backsim R_2$$
$$V_f \backsim \nu_2 \qquad W \backsim \nu_2^{\,2}$$

Die Benutzung von parallel geschalteten Sekundären hat sich praktisch sehr vorteilhaft erwiesen.

Fall 9: Änderungen des Tones durch Änderungen der primären Periode.

Da man weiß, daß die Empfindlichkeit der Telephonempfänger, ausgenommen solche die für andere Frequenzen besonders konstruiert wurden, ein Maximum bei Frequenzen von 800 aufwärts, so glaube ich, daß der Primärstrom von 1000 $\sim$ bei normaler Umdrehungszahl der Maschine sehr leicht angewendet werden kann, um die verschiedenen Töne innerhalb der Region der Empfindlichkeit durch geringe Änderung der Umdrehungszahl zu erzeugen.

Bedingungen:

$$C = 0{,}01 \qquad V_f = 0{,}9 \cdot 10^4 \text{ Volt}$$
$$L_1 = 0{,}01 \qquad \nu_1 = 180 \qquad V_1 = 200$$

ν_2 experimentell bestimmt.

	~ 800 $\zeta\ 800$	~ 1000 $\zeta\ 1000$	~ 1200 $\zeta\ 1200$
Umdrehungen per Min.	1328	1660	1992
ν_2	4400	3600	2000
R_2 Ohm	73	60	33
$(1-K^2)L_2$ Henry	3,9	2,5	1,8
$\delta = \frac{R_2}{2(1-K^2)L_2}$	9,3	11,8	9,1
lognat $\frac{1}{1-p} = \frac{\delta}{\zeta}$	$1,16 \cdot 10^{-2}$	$1,18 \cdot 10^{-2}$	$0,76 \cdot 10^{-2}$
p	0,0116	0,0118	0,0076
$\mathfrak{B}_0 = \frac{V_f}{p}\ 10^4$ Volt	77,5	76,3	118
$\frac{\mathfrak{B}_0}{1-K^2}\ 10^4$ Volt	186	150	130
K^2	0,58	0,49	0,09
L_2 Henry	12	4,9	2,0
W KW.	0,32	0,4	0,49
P KW.	7,5	6,0	5,0

Allgemeine Beziehungen unter den gegebenen Bedingungen sind:

$$R_2 \backsim \nu_2 \qquad \delta \backsim \nu_2 \sim^2 \qquad p \backsim \frac{\nu_2 \sim^2}{\zeta}$$

$$\mathfrak{B}_0 \backsim \frac{\zeta}{\nu_2 \sim^2} \qquad 1-K^2 \backsim \frac{\zeta}{\nu_2 \sim} \qquad L_2 \backsim \frac{\nu_2}{\zeta \sim}$$

$$W \backsim \zeta \qquad P \backsim \frac{1}{\sim}$$

Fall 10: Änderungen des Tones durch Änderungen in der Funkenlänge.

Beginnend mit der niedrigeren primären Periode haben wir reine Töne entsprechend den Funkenfrequenzen über 500 wie folgt:

$\sim$ 500	ζ 1000	ζ 500		
$\sim$ 800	ζ 1600	ζ 800	ζ 533,3	
$\sim$ 900	ζ 1800	ζ 900	ζ 600	
$\sim$ 1000	ζ 2000	ζ 1000	ζ 666,6	ζ 500

Es seien die Bedingungen:

$$\sim\ = 1000 \qquad C = 0{,}01 \qquad L_1 = 0{,}01$$
$$L_2 = 5 \qquad \nu_1 = 180 \qquad \nu_2 = 3600$$
$$K^2 = 0{,}5 \qquad V_1 = 200 \qquad R_2 = 60$$
$$\eta = 0{,}1$$

	$V_f\,1{,}2 \cdot 10^4$	$V_f\,0{,}9 \cdot 10^4$	$V_f\,0{,}6 \cdot 10^4$
δ	12	12	12
$\mathfrak{V}_0\,10^4$ Volt	74	74	74
p	0,0162	0,0121	0,0081
ζ	750	1000	1480

Hier sind $\zeta = 750$ und $\zeta = 1480$ respektive die Funkenhöhe 666,6 und 1000 mit Partialfunken, und die allgemeinen Beziehungen unter diesen Umständen sind

$$p \backsim V_f \qquad \zeta \backsim 1/V_f \,.$$

Die Funkenfrequenz variiert umgekehrt wie das Funkenpotential, nur die entsprechenden Verhältnisse von ζ und V_f sind

$$\begin{array}{llll} \zeta = 2/1 \cdot \sim & 2/2 \cdot \sim & 2/3 \cdot \sim & 2/4 \cdot \sim \\ V_f = 1/2 & 1 & 3/2 & 2 \end{array}$$

Daher, wenn $\zeta = 1000$ bei $V_f = 0{,}9 \cdot 10^4$, sind dann die Verhältnisse in Funkenfrequenzen und Funkenpotentialien für $\sim = 1000$:

$$\begin{array}{llll} \zeta = 2000 & 1000 & 666{,}6 & 500 \\ V_f = 0{,}45 \cdot 10^4 & 0{,}9 \cdot 10^4 & 1{,}35 \cdot 10^4 & 1{,}8 \cdot 10^4 \end{array}$$

Fall 11: Änderungen des Tones durch Änderungen der primären Spannung.

Es seien die Bedingungen:

$$\begin{array}{lll} C = 0{,}01 & L_1 = 0{,}01 & L_2 = 5 \\ r_1 = 180 & r_2 = 3600 & K^2 = 0{,}5 \\ R_2 = 60 & 2\pi \sim \eta\, L_1 = 6 \text{ Ohm} & \sim = 1000 \\ \eta = 0{,}1 & V_f = 0{,}9 \cdot 10^4 \text{ Volt} & \end{array}$$

	V_1 250	V_1 200	V_1 150
J_1 Amp.	41,6	33,3	25
P KW.	10,4	6,66	3,75
δ	12	12	12
$\mathfrak{V}_0$ 10^4 Volt	92	74	55
p	0,009	0,012	0,016
ζ	1224	1000	750

Hier sind wieder $\zeta = 1224$ und $\zeta = 750$ respektive die Funkenhöhe 1000 und 666,6 begleitet von Partialfunken, und die allgemeinen Beziehungen unter diesen Umständen sind

$$\mathfrak{V}_0 \backsim V_1 \qquad p \backsim 1/V_1 \qquad \zeta \backsim V_1 \,.$$

Um daher die Funkenfrequenz zu verdoppeln, muß die primäre

Spannung auf den zweifachen Wert gebracht werden. Auf diese Weise ist diese Methode der Änderung der Funkenfrequenzen oder des Tones leichter auszuführen um die Funkenfrequenz zu vermindern als $\zeta = 1000$, oder durch Wegnahme von Partialfunken um den reinen Ton bei $\zeta = 1000$ zu erzeugen. (E.)

(Eingesandt 1. Juni 1911.)

Resonanzkurven, aufgenommen bei Stoss- und Zinkfunkenstrecke.

(Proceedings of Physical Society, März 1911.)

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr., Heft 34, 1911, folgendes Referat:

Fleming und Dyke geben eine Reihe von Kurven über die Stromaufnahme in einem mit einem Primärkreis gekoppelten Sekundärkreis bei gewöhnlicher Zinkfunkenstrecke (Funkenlänge 1 mm) und bei Stoßerregung (Peukertsche Funkenstrecke wie oben, Plattenabstand 0,25 mm). Je nach der Koppelung k ergeben sich 1, 2 und 3 Wellen im Sekundärsystem. Die günstigste Stromaufnahme ist: $\vartheta = 0,01$ bei Zinkfunkenstrecke bei $k = 4\,{}^0/_0$, bei Stoßerregung bei $k = 11\,{}^0/_0$. Bei $\vartheta = 0,09$ sind die günstigsten Koppelungen fester. In Fig. 1 sind die Maximalausschläge in einem mit dem sekundären Kreis konstant gekoppelten Wellenmesser in Abhängigkeit von der primären Koppelung dargestellt.

Fig. 1.

A. M. (E.)

(Eingesandt 1. September 1911.)

Neue Marconi-Station in Rom.

(The El. Eng., Bd. 48, 1911, S. 143.)

Wir entnehmen der Elektrot. Ztschr. Heft 34, 1911, folgendes Referat:

Die Marconi-Gesellschaft hat mit der italienischen Regierung einen

Vertrag abgeschlossen, wonach in der Nähe von Rom eine drahtlose Station mit einem Energieaufwand von 60 KW. errichtet werden soll. Vorgesehen sind sechs Türme aus Eisen und Holz (Coltano-Type), von denen zwei 75 m und vier 45 m hoch werden. Eine vielfache T-Antenne mit einer Gesamtlänge von 360 m und einer Oberfläche von 14000 qm ist in Aussicht genommen. Die Energie wird geliefert von zwei Diesel-Ölmaschinen von je 50 PS, von denen jede mittels Riemenübertragung eine Gleichstromdynamo von 30 KW. antreibt. Die Station soll Versuche mit Poldhu aufnehmen. (E.)

(Eingesandt 1. September 1911.)

Radiotelephonie.

Auf den neuen Poulsen-Stationen für Radiotelephonie in Kalifornien, von denen eine in der beistehenden Photographie abgebildet ist, wurde bei ca. 94 m hohen Masten am Sender und Empfänger eine Reichweite von 550 km erzielt. Dies ist wohl die größte Entfernung über die bei Anwendung gewöhnlicher Mikrophone drahtlos telephoniert worden ist.

Beim Telephonieren über ganz kurze Entfernungen macht ein gewöhnliches Telephon mit Trichter in Verbindung mit einer Thermozelle am Empfangsapparat die Wortübertragung objektiv hörbar; bei größeren Entfernungen etwa von 20 km an, erzielt man mit einem Brownrelais oder einer anderen Art von Telephonrelais eine objektive Wirkung. E.

(Eingesandt 15. August 1911.)

Drahtlose Telegraphie im Aeroplan.

Wir sind autorisiert einem Aufsatz in La Lum. Él. [T. XV (2. Ser.) S. 184, 1911) folgendes zu entnehmen:

In La Lum. El. T. XII (2. Ser.) S. 341 war über die Versuche im vorjährigen Herbst berichtet worden in einem zweisitzigen Aeroplan mit Kapitän Brenot als Beobachter und Leutnant Acquarion als Pilot. Durch einen Absturz und Zertrümmerung der Flugmaschine wurden diese Arbeiten eine Zeitlang unterbrochen. Im Frühjahr dieses Jahres konnten die Versuche mit gleichen drahtlosen Apparaten, wie im Juli 1910 von Brenot angegeben, wieder aufgenommen werden. Der Aeroplan war ein Zweidecker von Farman mit einem 50 PS-Gnommotor; als Pilot fungierte der in der Aviatik bestens bekannte Leutnant Ménard, und die Versuche fanden statt in Villacoublay.

Die elektrische Energie wurde durch den Motor des Aeroplans geliefert, der eine speziell konstruierte Dynamo (von etwa 12 kg Gewicht) treibt zur direkten Erregung der Antenne. Der Beobachter, hinter dem Piloten sitzend, kann einen Hebel zum Ein- und Ausschalten der Dynamo betätigen; zu seiner Rechten hat er einen kleinen Empfänger mit elektrolytischem Detektor, einen Taster und die aus Spitze gegen Platte bestehende Oszillator-Funkenstrecke, die durch den Luftzug beim Fliegen ventiliert wird. Wellenlänge und ausgestrahlte Energie können beliebig und leicht verändert werden.

Die Antenne ist ein blankes Kabel aus Bronze von 1 mm Durchmesser, das durch isolierende Röhren an die Unterseite des Aeroplans geführt ist; sie geht seitlich vom Propeller aus an einem Punkte, wo ihr Gewicht das Gleichgewicht der Flugmaschine nur wenig beeinflußt, immerhin ist eine kleine Drehung (Äquilibrierung) derselben deshalb erforderlich. Durch einen isolierten Handgriff kann die Antenne automatisch abgeschnitten werden, wenn aus irgend welchen Gründen ein Einziehen derselben verunmöglicht oder gefahrbringend wäre. Als „Gegengewicht" dient die ganze Flugmaschine.

Die ersten Versuche zwischen Villacoublay und Lonjumeau ließen konstatieren, daß die Zeichen sehr stark empfangen wurden, sowohl von der Eiffelturm-Station wie von Stationen mit niedrigen Antennen. Spätere Versuche auf dem Flugfeld in Saint-Cyr ergaben folgende Resultate. Der Aeroplan manöverierte nach Abflug vom Flugfeld zwischen Gallardon (60 km von Paris) und Rambouillet; obwohl nur mit der Hälfte der disponiblen Energie gegeben wurde, sind doch die Telegramme an den Kriegsminister und diverse offizielle Persönlichkeiten vollständig an den soeben genannten Stationen empfangen worden. Die Evolutionen der Flieger vollzogen sich in 500 m Höhe.

Von besonderem Interesse war, daß die Versuche unter den normalen Bedingungen der militärischen Aviatiker stattfanden. Die Flugmaschine trug außer dem Beobachter, dem Piloten und der drahtlosen Installation ihre komplette militärische Ausrüstung mit Benzin und Öl für $3^1/_2$ Stunden. Der Motor, dessen sonstige Tourenzahl sich durch die angekoppelte Dynamo um etwa 10 Touren pro Minute ver-

minderte, hatte insgesamt mehr als 240 kg zu transportieren sowie eine Antenne nachzuziehen, die aufgerollt eine Länge von 120 m hatte, unten durch ein Gewicht von 500 g beschwert war und im Flug eine Neigung von 45° annahm. Berücksichtigt man die beschränkten Raumverhältnisse auf der Maschine und die Nähe der nicht ungefähr-

lichen elektrischen Apparatur, wodurch die beiden Fahrer gezwungen waren vier Stunden fast jede Bewegung zu unterlassen, ferner die erforderliche gespannte Aufmerksamkeit in der Bedienung der Flugmaschine und der elektrischen Installation, so wird man das Verdienst der beiden Offiziere für die ausgezeichnete Erledigung ihrer Aufgabe zu würdigen wissen. E.

(Eingesandt 15. September 1911.)

Telefunken-Zeitung.

Diese von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin ins Leben gerufene und in ihrem Auftrage von Herrn Hans Bredow herausgegebene neue Zeitung verfolgt den Zweck, einen innigen Zusammenhang zwischen der Gesellschaft und deren

Freunden, Interessenten, auswärtigen Vertretungen und Zweig-Gesellschaften herzustellen. Zu diesem Zweck werden regelmäßige Berichte über die Entwickelung der Gesellschaft, deren Geschäftstätigkeit, sowie Mitteilungen über technische Neuerungen erscheinen. Die Zeitung erscheint vorläufig alle 2 Monate. Die erste Nummer repräsentiert sich recht hübsch und enthält folgende interessante Kapitel: Rückblick auf die Tätigkeit der Telefunken-Gesellschaft (von der Gründung bis Ende 1904); Gründung einer Telefunken-Gesellschaft in Australien; Telefunken auf den Philippinen, wo es sich besonders gezeigt hat, welche Bedeutung die transportablen Feldstationen als Ersatz für leicht zu zerstörende Landlinien gewinnen können; internationaler Telefunkenbetrieb, der die Ausübung des Telegraphenbetriebes an Bord von Schiffen betrifft sei es von auf Grund eines „Eigenbetriebes“ verwalteten Stationen sei es von „mietweise“ überlassenen Stationen; Demonstrationsapparate für tönende Löschfunken; das Telefunkensystem als Ersatz für Kabel und Leitungsdraht unter Aufzählung der seit 1. Oktober 1910 hergestellten Überlandverbindungen in Deutsch-Ostafrika, Spanien, Brasilien, China, Sibirien und Argentinien; Station Nauen, die bisher auf 4—5000 km Reichweite in Betrieb war, jetzt aber für noch erheblich größere Leistungen umgebaut wird; Mitteilungen der „Deutschen Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. (Debeg)“, aus denen besonders die Ausführungen über die wirtschaftliche Bedeutung der Funkentelegraphie für Reedereien beachtenswert sind. Es folgen dann noch „Kleine Mitteilungen“, aus denen eine weitere Kreise interessiert, nämlich daß das Observatorium auf der Zugspitze jetzt eine Telefunkenstation erhält, die mit einer Gegenstation in Gräfeling in Verbindung tritt. Bereits 1903 wurden drahtlose Versuche auf der Zugspitze angestellt, wobei ein Telefunkeningenieur tödlich verunglückte. Dem Bau einer geeigneten Antenne haben sich bisher örtliche Schwierigkeiten (Steinschlaggefahr usw.) entgegengestellt, doch hofft man dieser Schwierigkeiten dadurch Herr zu werden, daß die schwierigsten Arbeiten durch geübte Kletterer des Akademischen Alpen-Vereins ausgeführt werden.

Das Erscheinen der „Telefunken-Zeitung“ ist ein weiteres Symptom für die tüchtige energische Organisation und Förderung der deutschen Interessen auf dem Gebiete der Radiotelegraphie. Wir fügen noch eine Stationsliste der Debeg hier bei.

Stations-Liste der Debeg.

I. Hamburg-Amerika-Linie, Hamburg.

Mit * versehene Stationen sind in Vorbereitung.

1. D. Amerika
*2. D. Albingia
*3. D. Alemannia
*4. D. Alleghani
*5. D. Altai
6. D. Barcelona
7. D. Batavia
8. D. Blücher
9. D. Bulgaria
10. D. Cincinnati
11. D. Cleveland
12. D. Corcovado
13. D. Fürst Bismarck
14. D. Graf Waldersee
15. D. Habsburg
16. D. Hamburg
17. D. Hohenstaufen
18. D. Kaiserin Auguste Viktoria
*19. D. Kamerun
20. D. König Friedrich August
21. D. König Wilhelm II
22. D. Kronprinzessin Cecilie
23. D. Meteor
24. D. Moltke
25. D. Navarra
26. D. Pallanza
27. D. Patrizia
28. D. Pennsylvania
29. D. President Grant
30. D. President Lincoln
31. D. President
32. D. Pretoria
33. D. Prinz Adalbert
34. D. Prinz Oskar
35. D. Pisa
36. D. Polynesia
37. D. Rhaetia
*38. D. Rhenania
39. D. Rugia
*40. D. Sarnia
*41. D. Sibiria
42. D. Thessalia
43. D. Thuringia
*44. D. Viktoria Luise
45. D. Windhuk
46. D. Ypiranga

II. Norddeutscher Lloyd, Bremen.

47. D. Barbarossa
48. D. Berlin
49. D. Brandenburg
50. D. Bremen
*51. D. Breslau
52. D. Bülow
53. D. Cassel
54. D. Chemnitz
55. D. Derfflinger
*56. D. Eisenach
*57. D. Frankfurt
58. D. Friedrich der Große
59. D. George Washington
*60. D. Gießen
61. D. Gneisenau
62. D. Goeben
63. D. Gotha
64. D. Großer Kurfürst
65. D. Hannover
66. D. Kaiser Wilhelm II
67. D. Kaiser Wilhelm der Große
68. D. Kleist
*69. D. Koburg
70. D. Köln
71. D. König Albert
72. D. Königin Luise
73. D. Kronprinzessin Cecilie
74. D. Kronprinz Wilhelm
75. D. Lützow
76. D. Main
77. D. Neckar
78. D. Prinz Eitel Friedrich
79. D. Prinz Friedrich Wilhelm
*80. D. Prinz Heinrich
81. D. Prinz Ludwig
82. D. Prinzeß Alice
83. D. Prinzeß Irene
*84. D. Prinz Regent Luitpold
85. D. Rhein
86. D. Roon
87. D. Scharnhorst
*88. D. Schleswig
89. D. Seydlitz
90. D. Wittekind
91. D. York
92. D. Zieten

III. Hamburg-Südamerikanische Dampfschiffahrts-Gesellschaft, Hamburg.

a) Hamburg-Südamerika-Dienst:

93. D. Cap Arcona
94. D. Cap Blanco
95. D. Cap Ortegal
96. D. Cap Roca
97. D. Cap Verde
98. D. Cap Vilano

b) Patagonien-Dienst:

99. D. Camarones
100. D. Mendoza
101. D. Presidente Mitre
102. D. Presidente Quintana

IV. Woermann-Linie.

103. D. Adolf Woermann
104. D. Alexandra Woermann
105. D. Elenore Woermann
106. D. Gertrud Woermann
*107. D. Henny Woermann
108. D. Lucie Woermann

IVa. Deutsche Ost-Afrika-Linie, Hamburg.

109. D. Admiral
110. D. Bürgermeister
111. D. Feldmarschall
112. D. General
113. D. Kronprinz
114. D. Prinzessin
115. D. Prinz Regent

V. Kosmos-Linie, Hamburg.

116. D. Elkab
117. D. Heluan
118. D. Negada
119. D. Nitokris
120. D. Rhakothis
121. D. Roda
122. D. Rodopis

VI. Stettiner Dampfschiffahrts-Gesellschaft, Stettin.

123. D. Imperator

VII. Roland-Linie, Bremen.

*124. D. Atto
125. D. Berengar
126. D. Ganelon
127. D. Haimon
128. D. Holger
129. D. Holstein
130. D. Wiegand

VIII. Deutsche Dampfschiff-fahrts-Gesellschaft Hansa, Bremen.

131. D. Birkenfels

IX. Dampfschiffahrts-Gesellschaft Argo, Bremen.[1])

132. D. Adler
133. D. Schwalbe
134. D. Schwan
135. D. Sperber

X. Hugo Stinnes, Mülheim, Ruhr.[1])

136. D. Cläre- Hugo Stinnes 1
137. D. Cora- Hugo Stinnes 2
138. D. Adeline- Hugo Stinnes 3
139. D. Edmund- Hugo Stinnes 4
140. D. Fritz- Hugo Stinnes 5
141. D. Anni- Hugo Stinnes 6
142. D. Heinrich- Hugo Stinnes 7
143. D. Grete- Hugo Stinnes 8
*144. D. Otto- Hugo Stinnes 9
*145. D. Hilde- Hugo Stinnes 10

XI. Bd. Blumenfeld, Hamburg.[1])

146. D. Clara Blumenfeld
147. D. Helene Blumenfeld

XII. Norddeutsche Seekabelwerke, Nordenham.[1])

148. D. Großherzog von Oldenburg
149. D. Stephan

XIII. Cuxhavener Hochsee-Fischerei A.-G., Cuxhaven.[1])

150. D. Senator v. Behrenberg-Gossler
151. D. Senator Holthusen
152. D. Senator Refardt
153. D. Senator Westphal
154. D. Senator Schäfer

XIV. Geestemünder Herings- und Hochsee-Fischerei A.-G., Geestemünde.[1])

155. D. Berthold
156. D. Dietrich

XV. Norddeutscher Lloyd, Bremen.[1])

157. D. Seeadler

Kiel-Korsör-Linie.[1])

158. D. Prinz Waldemar
159. D. Prinz Adalbert
160. D. Sigismund

---

1) Die Stationen sind Eigentum der Reeder.

E.

(Eingesandt 11. September 1911.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Verfahren und Einrichtungen zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.

Durch D. R. P. Nr. 237264 hat sich die C. Lorenz Aktiengesellschaft eine Vorrichtung zur Tourenregelung von Hochfrequenzmaschinen schützen lassen; hierbei wirken die von der Hochfrequenzmaschine erzeugten schnellen elektrischen Schwingungen auf abgestimmte mit der Antenne gekoppelte elektrische Schwingungskreise derart ein, daß bei Abweichungen aus der Maschinenresonanzlage die in ihrer Frequenz veränderten elektrischen Schwingungen solche Organe beeinflussen, die die Steuerung der Maschine bewirken. Die Kennzeichen der geschützten Vorrichtung bestehen nun darin, daß zwei derartig abgestimmte elektrische Schwingungskreise vorgesehen sind, von denen der eine oberhalb und der andere unterhalb der gewünschten Resonanzlage abgestimmt ist, und daß durch diese Schwingungskreise zwei mit Widerständen verbundene Relais beeinflußt werden, durch welche die Regelung der Umlaufsgeschwindigkeit des Antriebsmotors der Hochfrequenzmaschine bewirkt wird.

O. Scheller in Steglitz hat unter Nr. 237714 ein Patent erhalten auf eine Einrichtung zur Erzeugung tönender Signale für die Zwecke, der drahtlosen Telegraphie mittels Gleichstromes; er verwendet dabei eine eingeschlossene Funkenstrecke (vgl. Fig. 1), die mit einer Spiritusatmosphäre (Wasserstoff) gefüllt und durch Labyrinthe *g g g* und Flüssigkeitsverschluß *h* abgedichtet ist; diese Abdichtung hat den Zweck, ein „Atmen“ der Vorrichtung durch elastische Polster zu verhindern und so den Luftzutritt zu den Entladungen zu vermeiden. Die Elektrodenflächen (*a*, *b*) sind dabei nur annähernd konzentrische Kugelflächen, von denen die eine abgeplattet ist, so daß sich zwischen ihnen eine ringförmige Zone des kleinsten Abstandes bildet. Die inneren Metallflächen sollen ferner mit einem säurebeständigen Überzug (Gold) versehen sein, um eine Veränderung derselben durch Stickstoffverbindungen zu vermeiden.

Das D. R. P. Nr. 237741 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie betrifft eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen hoher Frequenz, deren Kennzeichen darin bestehen, daß mehrere

in Serie geschaltete Funkenstrecken durch konzentrische voneinander isolierte Ringelektroden gebildet werden. Je zwei Ringe gleichen Durchmessers stehen einander gegenüber und bilden eine Funkenstrecke, und da man beliebig viele solcher Ringelektroden um einen Mittelpunkt anordnen kann, so ergibt sich, daß man in einer Vorrichtung auch beliebig viele Funkenstrecken zusammenstellen kann, und daß man die wirksamen Flächen sämtlicher konzentrischer Elektroden gemeinschaftlich bearbeiten kann, so daß eine absolut gleichmäßige Einstellung sämtlicher Funkenstrecken ermöglicht wird. Die so ausgebildeten Funkenstrecken können mit ruhenden oder auch mit relativ beweglichen

Fig. 1.

Fig. 2.

(rotierenden) Elektroden arbeiten. Teilt man in letzterem Falle die Elektroden in abwechselnd leitende und nichtleitende Sektoren ein, so erzielt man eine akustische Wirkung, indem ein periodisches Unterbrechen der Schwingungsenergie eintritt.

Ein Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen schützt das D. R. P. Nr. 235869 von Dr.-Ing. Rudolf Goldschmidt in Darmstadt; bei diesem Verfahren wird die Frequenz in Spulen mit periodisch schwankender Selbstinduktion oder gegenseitiger Induktion stufenweise erhöht, und zwar sollen im vorliegenden Falle diese Schwankungen der Selbstinduktion oder der gegenseitigen Induktion durch Änderung der Reluktanz des magnetischen Pfades, z. B. durch Bewegung von magnetischen Schlußstücken, bewirkt werden. Durch die Verwendung einer Zusammenstellung von Selbstinduktion und Kapazität soll eine Abstimmung auf die verschiedenen Frequenzen bewirkt werden. Die Anordnung ist schematisch in Fig. 2 dargestellt. R ist das magnetische Schlußstück, S die Feldspule, die durch Gleichstrom aus der Gleichstromquelle E erregt wird und in der zugleich

die Induktion stattfindet. *D* ist eine Drosselspule, die die Stromquelle vor dem Wechselstrom schützt. Man kann überdies die Gleichstromquelle entbehren, wenn man das Eisen *R* durch eine Magnetspule oder permanente Magnete magnetisiert, so daß es durch seine Bewegung den Ausgangsstrom erzeugt. Die Maschine würde die Form eines Wechselstromgenerators mit oder ohne Eisen im Stator annehmen.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und Telephonie System S. Eisenstein in St. Petersburg hat sich durch D. R. P. Nr. 237809 eine Löschfunkenstrecke schützen lassen. Bei dieser sind auf einer Welle *1* (Fig. 3) mehrere gegeneinander isolierte Platten *2* angeordnet, gegen deren Rand Spitzen *7*, *9* gerichtet sind; diese sind mit den Platten derart in den Schwingungskreis *4*, *5*, *6* eingeschaltet, daß die

Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

Entladung mehrmals hintereinander von der Spitze nach der Platte zu, also unter Überwindung eines großen Überschlagswiderstandes vor sich gehen muß; hierdurch soll durch Vergrößerung dieses Überschlagswiderstandes die Verwendung einer größeren Stromenergie ermöglicht werden. Fig. 3 zeigt die Anordnung für Gleichstrom als Speisestrom, wobei *3* und *8* Schleifbürsten bedeuten. Fig. 4 zeigt die Anordnung für Speisewechselstrom; in diesem Falle fallen diese Schleifbürsten weg und die Spitzen und Platten werden in der aus der Figur ersichtlichen Weise angeordnet, so daß bei jeder Stromrichtung des Speisewechselstromes bei der Hälfte der Entladungsstrecken die Entladung von der Spitze nach der Platte zu, also nur unter Überwindung eines großen Überschlagswiderstandes vor sich gehen kann.

Dieselbe Gesellschaft hat unter Nr. 238001 ein Patent erhalten auf eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Stoßladungen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, bei welcher in einem Schwingungskreis ein Gleichrichterventil derart unter Berücksichtigung der Ladung eingeschaltet ist, daß es nur die erste halbe oder ganze Schwingung, nicht aber die nachfolgenden Schwingungen

durchläßt. Um bei derartigen Schaltungen die direkte Verwendung von Wechselstrom als Speisestrom zu ermöglichen, enthält der direkt mit Wechselstrom (~ in Fig. 5) gespeiste Schwingungskreis *1*, *2*, *3* ein doppeltes Gleichrichterventil *4*, *5*, dessen Elektroden (z. B. Spitze und Platte) jedoch in entgegengesetztem Sinne, aber parallel zueinander eingeschaltet sind.

Das D. R. P. Nr. 237729 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin betrifft eine Serienfunkenstrecke zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen nach dem Wienschen Verfahren, die aus einander gegenüberstehenden, plattenförmigen Elektroden besteht. Die Kennzeichen bestehen darin, daß zwischen den Elektrodenpaaren von diesen getrennte Kühlkörper angeordnet sind.

Eine Ausführungsform des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung von elektrischer Schwingungen mittels Wechselstromes von hoher Periode betrifft ferner das D. R. P. Nr. 237168 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Zusatz zum D. R. P. Nr. 222832, vgl. Jahrb. 4, 327. Durch das Hauptpatent ist eine Ausführungsform des Wienschen Verfahrens zur Erzeugung von elektrischen Schwingungen mittels Wechselstromes von hoher Periode geschützt, bei welcher die Stromkurve des Speisewechselstromes in einer von der üblichen Sinuslinie abweichenden Form derart verläuft, daß die funkenlosen Pausen zwischen den Entladungszeiten mindestens so groß sind wie diese Entladungszeiten. Als Ausführungsform einer hierzu geeigneten Maschine ist im Hauptpatent eine Maschine mit Klauenfeld angegeben. Man kann aber dieselbe Wirkung auch erzielen, indem man keinen Wechselstrom, sondern einen pulsierenden Gleichstrom verwendet, der einer Wechselstrommaschine entnommen wird unter periodischer Abschaltung der negativen Halbwelle. Auch in diesem Falle hat die träge Telephonmembran wie bei der Anordnung nach dem Hauptpatent in den Pausen zwischen den einzelnen Pulsen Zeit, in ihre andere Endlage zurückzuschwingen; und da sie während jedes Pulses eine sinusförmig zu- und wieder abnehmende Anziehung erhält, so kann sie rein sinusförmige Schwingungen ausführen, d. h. einen reineren Ton erzeugen, als dies mit einer Klauenfeldmaschine möglich ist.

Das D. R. P. Nr. 231504 von Dr. W. Burstyn betrifft eine Strahlspule; die Kennzeichen bestehen darin, daß diese Strahlspule die Form eines Kegels hat und daß dieser Kegel annähernd gleichseitig ist. Die bisher bekannten Strahlspulen hatten entweder die Form eines Zylinders oder die Form einer Flachspule. Bei der erstgenannten Anordnung strahlen die die höchste Spannung führenden Windungen

an ihrem ganzen Umfange, und auch wenn man eine besondere Strahlspitze aufsetzte, ließ sich bei hohen Spannungen ein parasitäres Strahlen derselben nicht verhindern; hierdurch wird aber der Hauptentladung selbst Energie entzogen. Bei der Anwendung von Flachspulen wird dieser Fehler zwar dadurch vermieden, daß die Windungen der Strahlspule nicht gleichen Durchmesser erhalten, sondern um so kleineren, je höhere Spannung sie führen; es ergibt sich jedoch hierbei der Nachteil, daß die Entladung das Bestreben zeigt, nach beiden Richtungen aus der Ebene der Spulen herauszutreten. Außerdem ist durch die flache Form der Spulen die Länge des zur Verwendung kommenden Drahtes begrenzt, da in einer Flachspule nicht so viel Draht untergebracht werden kann, wie auf einer körperlichen Spule. Alle diese Nachteile sollen nun dadurch vermieden werden, daß der Spule die Gestalt eines Kegels gegeben wird.

Fig. 6.

Ein Verfahren und eine Einrichtung zur Übertragung von Zeichen mittels elektromagnetischer Wellen betrifft das D. R. P. Nr. 225 992 von R. A. Fessenden, und zwar soll die Übertragung der Zeichen erfolgen durch eine Änderung der Frequenz. Das Verfahren besteht darin, daß diese Wellen von verschiedener Frequenz erhalten werden durch Verbindung entweder des einen oder des anderen von zwei getrennten Stromkreisen mit der Antenne, wobei jeder dieser Stromkreise gleichzeitig mit Stromimpulsen verschiedener Frequenz von derselben Wechselstromdynamomaschine versorgt wird. Die Anordnung ist in Fig. 6 dargestellt; der rotierende Kern *63* des Feldmagneten *69* der Wechselstromdynamomaschine besitzt dabei eine verschiedene Anzahl von Polvorsprüngen auf seinen beiden Seiten, welche infolgedessen Stromimpulse von verschiedener Frequenz in zwei Ankerwickelungen *64*, *65* erzeugen, die zu beiden Seiten des rotierenden Kernes angeordnet sind. Jeder dieser Stromkreise enthält eine feste Spule *72*, *73*, die als Primärspule auf eine Sekundärspule *77* wirkt, die mit der Antenne *84* verbunden ist, während die beiden festen Spulen rechtwinkelig zueinander stehen. Die bewegliche Spule *77* kann mit Hilfe

eines unter dem Einfluß eines Ortsstromkreises *78*, *79*, *80* stehenden beweglichen Kernes *81*, der einen an der beweglichen Spule sitzenden Arm *82* dreht, in die gewünschte Stellung gedreht werden.

Die Anordnung zur Erzeugung von Zügen gedämpfter elektrischer Schwingungen nach D. R. P. Nr. 237845 von Ernst Ruhmer in Berlin ist im Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 225056, vergl. hierzu Jahrb. 4, 118, und zwar soll die dort beschriebene Anordnung zur Erzeugung von Zügen gedämpfter elektrischer Schwingungen, die in ihrer Aufeinanderfolge den auf ein oder mehrere Mikrophone wirkenden Schallwellen entsprechen, nunmehr auch als Empfangsanordnung benutzt werden können, so daß ein gleichzeitiges Sprechen und Hören wie bei den gewöhnlichen Telephonapparaten ermöglicht wird. Das Charakteristische besteht darin, daß als Mikrophon ein Apparat verwendet wird, der sowohl elektrische Schwingungen zu beeinflussen gestattet, als auch auf beeinflussende elektrische Schwingungen anzusprechen geeignet ist und daher beim Eintreffen elektrischer Wellen in einem von ihm beeinflußten Telephon die übertragenen Schallschwingungen wahrnehmbar macht. Zu diesem Zwecke kann z. B. ein einkontaktiges Mikrophon oder auch ein Thermodetektor verwendet werden, wenn man z. B. eine Elektrode desselben an einer Membran befestigt.

Durch D. R. P. Nr. 237565 von Joseph Frédéric Julien Bethenod in Paris ist eine Wechselstrommaschine zur Erzeugung von Wechselströmen geschützt worden, deren Frequenz innerhalb des Bereiches der hörbaren Töne liegt, die insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie mittels tönender Funken bestimmt ist. Hierbei will Bethenod als Erregerstrom einen pulsierenden Strom oder einen Wechselstrom verwenden, dessen Frequenz unterhalb des Bereiches der hörbaren Töne liegt; hierdurch wird bezweckt, anstatt eines kontinuierlichen einen periodisch unterbrochenen Ton zu erzeugen und auf diese Weise die zur Erzeugung des Tones erforderliche Leistung des Generators zu verringern.

R. A. Fessenden hat sich durch D. R. P. Nr. 235013 eine Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen schützen lassen, bei welcher die Stromstärke eines Schwingungskreises durch den veränderlichen Widerstand eines auf elektrischem oder mechanischem Wege in Tätigkeit gesetzten Mikrophons periodisch geändert wird. Er will dabei die Widerstandsänderungen im Mikrophon durch die elastischen Schwingungen platten- oder stabförmiger Körper hervorrufen, die so gestaltet und bemessen sind, daß ihre Eigenschwingungszahl mit der Schwingungszahl der für die Fernübertragung verwendeten elektrischen

Wellen übereinstimmt. Er beschreibt eine große Anzahl Ausführungsformen, bei denen entweder Transversal- oder Longitudinalschwingungen oder auch Torsionsschwingungen der stabförmigen Körper verwendet werden.

Endlich möge noch das D. R. P. Nr. 227330 der C. Lorenz Aktiengesellschaft erwähnt worden, welches eine Schaltung für Saitenunterbrecher zur Erzeugung elektrischer Schwingungen betrifft. Dieses Patent ist ein Zusatzpatent zu D. R. P. Nr. 225498. Dort ist ein Saitenunterbrecher geschützt, dessen wesentliche Kennzeichen darin bestehen, daß ein starrer Unterbrechungskontakt an einer Stelle angeordnet wird, an der er zeitweise einen Knotenpunkt der schwingenden Saite zu bilden vermag; an dem zwischen Unterbrechungskontakte und einem Befestigungspunkt liegenden Teil der Saite sollte ferner eine besondere Dämpfung angebracht werden, zu dem Zwecke, reinere Saitenschwingungen zu erzeugen. Bei einer weiteren Ausführungsform endlich sollte der Unterbrechungskontakt an der Kreuzungsstelle zweier in entgegengesetzter Phase schwingender Saiten gebildet werden. Bei dem Zusatzpatent Nr. 227330 soll nun zwecks Verwendung des Saitenunterbrechers zur Erzeugung elektrischer Schwingungen nur ein Teilbetrag der Selbstinduktion des Schwingungskreises in den Betriebsstromkreis des Saitenunterbrechers geschaltet sein. Versuche haben nämlich ergeben, daß der Summerton des Unterbrechers reiner wird, wenn die Selbstinduktion des Unterbrecherkreises eine gewisse Größe nicht überschreitet.

(Eingesandt 20. September 1911.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

AEG-Zeitung, August, September 1911.
Rudolf Reppert, Über die Ursache der Schwerkraft. Verlag Georg Müller, München 1911.
W. Petersen, Hochspannungstechnik. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1911.

Literaturverzeichnis.

Austin, L. W., Journ. of the Washington Academy of Sciences 1, Nr. 1 u. 2, S. 5—13, 1911. High spark frequency in radiotelegraphy. The slipping contact rectifying detector. A preliminary note on the resistance of radio-telegraphic antennas.
— Ann. Phys. Beibl. 35, 949, 1911 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. 6, 527, 1910). Die vergleichsweise Empfindlichkeit einiger gebräuchlicher Detektoren für elektrische Schwingungen.

Barkhausen, H., Dingler Polyt. J., Heft 33, S. 513, 531, 1911. Die Probleme der Schwachstromtechnik.

Behne, E., La Lum. Él. Tome XV (2), 203, 1911. Corrections des lectures au wattmètre dans le cas de courants à haute fréquence.

Berganslus, F. L., Ann. Phys. Beibl. **35**, 943, 1911 (Ref. über Versl. K. Ak. van Wet. **19**, 1133, 1911). Eine neue Formel zu sehr genauer Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten langer Solenoide mit vielen Drahtlagen.

Birkeland, Kr., Arch. d. sc. **116** (Tome 32), 97, 1911. Orages magnétiques et aurores polaires.

Boas, Hans, Verh. D. Phys. Ges. **13**, 527, 1911. Löschfunkenstrecke für enge Koppelung.

Brenot, P., La Lum. Él. **33** [Tome XV (2)], 163, 1911. A propos d'un jugement récent (Chronique de télégraphie et téléphonie sans fil).

Curtis, H. L., Ann. Phys. Beibl. **35**, 769, 1911 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **6**, 431, 1910). Glimmerkondensatoren als Kapazitätsnormalien.

Dubilier, Electrician **67**, 737, 1911, Wireless Telegraph Station at Seattle.

Duddell, W., Nature **87**, 197, 1911. Long-distance radio-telegraphy.

Einstein, A., Ann. Phys. **35**, 898, 1911. Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes.

Esau, A., Electrician **67**, 702, 1911. Alternate-current resistance and inductance of coils.

Falkenthal, E., Elektrot. Ztschr. **32**, 828, 1911. Ein neuer Wechselstrom-Gleichrichter für kleine Leistungen.

Fischer, C., Ann. Phys. Beibl. **35**, 946, 1911 (Ref. über Phys. Ztschr. **12**, 295, 1911. Strahlung von Antennen.

Giebe, E., Ann. Phys. Beibl. **35**, 944, 1911 (Ref. über Ztschr. f. Instrumentenkunde **31**, 6, 33, 1911). Präzisionsmessungen an Selbstinduktionsnormalen.

Görnemann, M., Über die Bedeutung der Erde für die Ausbreitung schneller elektrischer Schwingungen. Halle 1910.

Güldenpfennig, O., Beiträge zur Kenntnis eines Empfangssystems mit abgestimmtem Indikatorkreise und Untersuchung über den Einfluß der Atmosphäre auf die Intensität und Dämpfung der sie durchlaufenden Wellen. Halle 1911.

Günther, Erich, Ber. Ges. d. Wiss. Leipzig **63**, math. phys. Kl. 258, 1911. Energie von Öffnungs- und Schließungsfunken besonders bei einer zur Funkenstrecke parallel liegenden Kapazität.

Howe, G. W. O., Proc. Phys. Soc. London **23**, 237, 1911. Oscillatory currents in coupled circuits.

— Electric. Eng. 1. IX. 1911 S. 247. Some Radio-telegraphic apparatus in use at the City and Guilds Engineering College.

Jentsch, O., Elektrot. Ztschr. **32**, 835, 1911. Drahtlose Telephonie von Collins.

Ives, J. E., Ann. Phys. Beibl. **35**, 947, 1911 (Ref. über Phys. Ztschr. **12**, 303, 1911). Eine Näherungstheorie für die Antenne mit großem Widerstand.

Klingelfuss, F., Arch. d. sc. **116** (Tome 32), 147, 149, 1911. Appareil servant à renverser une des phases d'un courant alternatif muni d'un dispositif maintenant le synchronisme. — Bobine d'induction avec induit variable.

Lestonnat, Raymond, Navigazette (Paris) 27. VII. 1911. De l'avantage du remplacement des postes simples de T. s. F. dans les phares et sur les bateaux-feux par de véritables radiophares.

La Lumière Él. 33 [Tome XV (2)], 184, 1911. La télégraphie sans fil en aéroplane.

— **33** [Tome XV (2)], 244, 1911. Dispositif de protection des isolateurs contre les effets destructifs de la foudre et des arcs.

Marconi, G., E. u. M. **29**, 706, 1911 (Ref. über Electr. Rev. London 16. u. 23. Juni 1911). Erfahrungen im funkentelegraphischen Verkehr zwischen den Großstationen Clifden (Irland) und Glace Bay (Kanada).

Metzner, P., Ber. D. Phys. Ges. **13**, 612, 1911. Über „dunkle" Funken.

Müller, F., Journ. d. russ. phys. chem. Ges. **43**, phys. T. 111, 1911 (russisch). Über einige Fälle von elektrischen Schwingungen dreier untereinander verbundener Kapazitätsketten (Schluß).

Natanson, Ladislas, Phys. Ztschr. **12**, 659, 1911. Über die statische Theorie der Strahlung.

Perkins, Frank C., L'Électricien Nr. 1074, S. 67, 1911. Vérification des conducteurs électriques par un appareil téléphonique sans fils.

Rive de la, L., Arch. d. sc. **116** [Tome 32 (4)], 20, 1911. Sur les équations de l'électrodynamique telles que Maxwell les a établies.

Roger, E., L'Électricien Nr. 1076, S. 107, 1911 u. La Lum. Él. **8**, 179, 1911. Nouvel oscillateur à étincelle soufflée et électrodes tournantes pour production des courants de haute fréquence de F. Ducretet et E. Roger.

Rohmann, H., Phys. Ztschr. **12**, 649, 1911. Über Stoßerregung bei zahlreichen Partialentladungen.

Rottgardt, Karl, Phys. Ztschr. **12**, 652, 1911. Über Entstehung und Vermeidung von Lichtbögen bei Verwendung von Resonanztransformatoren.

Steinhaus, W., Phys. Ztschr. **12**, 657, 1911. Über die Angaben von Hitzdrahtinstrumenten bei schnellen Schwingungen.

Stoermer, Carl, Arch. d. sc. **116** (Tome 32), 117, 1911. Sur les trajectoires des corpuscules électrisés dans l'espace sous l'action du magnétisme terrestre avec application aux aurores.

Walter, L. H., Electrician **67**, 749, 1911. Accuracy of the Bellini-Tosi Wireless „Compass" for navigational purposes.

Webster, A. G., C. R. Tome **153**, 500, 1911. Sur un nouveau problème mixte de l'équation des télégraphistes.

Wiechert, E., Phys. Ztschr. **12**, 689, 737, 1911. Relativitätsprinzip und Äther.

Bücherbesprechungen.

Friedrich Kohlrausch, Gesammelte Abhandlungen (herausgegeben von Wilhelm Hallwachs, Adolf Heydweiler, Karl Strecker, Otto Wiener). Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig. I. Bd. 1910.

Der Name Kohlrausch hat für jeden Physiker den Klang, den nur der Name eines treuen Freundes haben kann; Kohlrauschs Lehrbuch der praktischen Physik war sein verläßlicher Ratgeber bei seinen fortschreitenden

Laboratoriumsarbeiten und Kohlrauschs spezielle Abhandlungen bildeten für ihn das Vorbild wissenschaftlich-gründlicher Arbeit. Trotz der raschen und vielfach revolutionären Entwickelung der Physik bleiben die Arbeiten von Kohlrausch durch ihre Methode und Ergebnisse grundlegend. Es bedeutet deshalb die Erfüllung eines dringend gehegten Wunsches der Fachgenossen, daß der Verlag von Johann Ambrosius Barth und die vorgenannten Herausgeber sämtliche Abhandlungen gesammelt herausgeben, um sie als wertvollstes Nachschlagewerk der wissenschaftlichen Forschung in bequemer Weise dienstbar zu machen. In einem umfangreichen ersten Bande (1108 Seiten, 1 Tafel, 117 Figuren im Text und einem Bildnis von Kohlrausch) sind enthalten die Arbeiten aus dem Gebiete der Elastizität, der Wärme und der Optik, der absoluten elektrischen Messungen und verschiedenes mehr allgemeinem Inhalts, was sich in die Hauptabschnitte nicht einordnen ließ. (Ein zweiter Band über die Arbeiten aus dem Gebiete der Elektrolyse soll folgen.) Diverse Verzeichnisse sowie Namen- und Sachregister ermöglichen das schnelle Aufsuchen bestimmter Gegenstände.

Herausgeber und Verleger haben durch dieses schnell geförderte Werk den Leistungen des Altmeisters Kohlrausch ein weiteres Denkmal gesetzt und sich selbst in den Augen aller Fachgenossen ein nicht hoch genug zu schätzendes Verdienst erworben. E.

Fortschritte der naturwissenschaftlichen Forschung, herausgegeben von Prof. Dr. E. Abderhalden, Berlin, Verlag von Urban und Schwarzenberg, Berlin und Wien 1910.

Die „Fortschritte“ verfolgen nicht das Ziel, das sich im allgemeinen die besseren bekannten populär-wissenschaftlichen Zeitschriften gesetzt haben, über das Neueste zu berichten. Ihren Inhalt sollen vielmehr Aufsätze bilden, die ein bestimmtes Gebiet, das durch neuere Forschungsergebnisse einen gewissen Abschluß gefunden hat, gründlich bearbeitet und kritisch beleuchtet umfassen. Der Leser soll in den Stand gesetzt werden, bestimmte Fragestellungen an Hand der Darstellung eines auf dem betreffenden Gebiete tätigen Forschers in den verschiedenen Phasen der Entwickelung zu verfolgen und so neben der Art der Fragestellung auch einen Blick in die Arbeitsstätte des Forschers tun. Die Darstellung soll so gehalten sein, daß jeder naturwissenschaftlich Vorgebildete ihr ohne weiteres folgen kann. Im Speziellen wollen die „Fortschritte“ über die wichtigsten Errungenschaften auf den mannigfaltigen Forschungsgebieten der Medizin und Naturwissenschaften unterrichten und so dem Naturforscher und Mediziner Kenntnisse vermitteln, die ihm sonst nur schwer und unter großen Zeitopfern zugänglich sind.

Der erste Band enthält folgende Aufsätze: Farbenphotographie von Prof. Miethe (Charlottenburg); Schlagwettersichere Sprengstoffe von Dr. Brunswig (Neubabelsberg); Die langsame Verbrennung und die Oxydation von Dr. Bach (Genf); Methoden und neuere Ergebnisse der Schweremessungen von Dr. Niethammer (Basel); Die Entwickelung der Bildtelegraphie von Prof. Korn (Berlin); Über neuere Methoden der Sonnenforschung von Dr. Guthnick (Berlin); Die Eigentümlichkeit der Fermentarbeit in lebenden und abgetöteten Pflanzen von Prof. Pallatin (St. Petersburg); Entstehung des Erdöls von Prof. Engler (Karlsruhe).

Man darf wohl sagen, daß diese ersten interessanten Beiträge durchweg die Forderungen, welche die „Fortschritte“ sich selbst stellen, erfüllen, und in der Hand eines so geschickten Forschers und Organisators wie Prof. Abderhalden dürfte es dem Unternehmen nicht an Erfolg fehlen; wegen ihrer Tendenz ist den „Fortschritten der Naturwissenschaftlichen Forschung“ jedenfalls weiteste Verbreitung zu wünschen. E.

(Eingesandt 15. September 1911.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 5. 1912. Heft 3.

Über den dämpfenden Einfluss der Erde auf Antennenschwingungen.

Mitteilungen aus der radioelektrischen Versuchsanstalt für Marine und Heer, Göttingen.

Von **M. Reich.**

(Schluß.)

B. Einfluß der Erde bei gehobenem Gegengewicht[1].

Wird bei unveränderter Antenne das Gegengewicht gehoben, so wird die Kapazität Gegengewicht—Erde kleiner, entsprechend auch die Kapazität C_2 (S. 185, Heft 2). In demselben Maße werden auch die Erdströme schwächer, und damit die Dämpfung durch die Erde geringer werden. Wenn man hier wiederum Dämpfung und Kapazität für eine bestimmte Wellenlänge ermittelt, so muß das Verhältnis $\frac{\mathfrak{d}}{C}$ mit gehobenem Gegengewicht kleiner werden. Für $\frac{\mathfrak{d}}{C}$ bei konstanter Wellenlänge wollen wir nach der Gleichung $\mathfrak{d} = \frac{C \cdot W}{\lambda} \cdot \text{konst.}$ den „wirksamen Widerstand" W einführen.

Bei diesen Versuchen wird allerdings auch, je mehr sich das Gegengewicht dem Antennenschirme nähert, das Antennengebilde ge-

1) Versuche mit gehobenem Gegengewicht sind auch von O. Lodge und A. Muirhead (Jahrb. 3, 1, 1909) ausgeführt worden. Sie finden, daß die auf einer Empfangsstation gemessene Intensität bei einer bestimmten Höhe des Gegengewichts ein Maximum besitzt.

schlossener und dadurch die Strahlung verringert werden. Die Abnahme der Dämpfung wird also zum Teil, und zwar mit einem nicht ermittelbaren Betrage auf diesen Einfluß zurückzuführen sein; immerhin sollen im folgenden kurz die Versuchsresultate mitgeteilt werden.

Versuchsanordnung: Die Antenne hatte die auf S. 178 (Heft 2) beschriebene Form. Das Gegengewicht hatte dieselbe Größe und Form wie der Antennenschirm, nur war in der Mitte ein Dreieck von 4 m Seitenlänge ausgespart, um die Antenne durchführen zu können. Der Antenne-Gegengewichtskreis war induktiv mit einem geschlossenen

Fig. 6.

Fig. 7.

Schwingungskreise gekoppelt und wurde nach der Wienschen Methode durch Stoßfunken erregt. Gemessen wurden Dämpfungsdekremente und Kapazitäten des Antennenkreises. Die bei 950 m Wellenlänge sich ergebenden Resultate sind in folgender Tabelle sowie in den Fig. 6 u. 7 zusammengestellt:

Höhe des Gegengewichts	Kapazität	Dämpfungs-dekrement	Widerstand
5	$18{,}1 \cdot 10^{-4}$	0,150	13,2
10	$16{,}8 \cdot 10^{-4}$	0,120	11,4
15	$15{,}8 \cdot 10^{-4}$	0,112	11,3
20	$14{,}9 \cdot 10^{-4}$	0,101	10,8
25	$14{,}2 \cdot 10^{-4}$	0,083	9,1

Die Kapazität des Systems nimmt zunächst beim Heben des Gegengewichts ab, da C_4 kleiner wird. Allmählich wächst jedoch C_1, die Kapazität Antenne—Gegengewicht, stärker an als C_4 abnimmt;

die wirksame Kapazität besitzt mithin ein Minimum, das bei einer Höhe des Gegengewichts von etwa 33 m erreicht wird.

Die Dämpfungsdekremente nehmen auch hier stärker ab als die Kapazität, der wirksame Widerstand wird also mit wachsender Höhe kleiner.

Daß diese Abnahme wenigstens zum Teil auf den Einfluß der Erde zurückzuführen ist, geht aus den Beobachtungen von H. True hervor, welcher eine Abnahme der Spannungsdifferenzen in der Erde mit wachsender Höhe des Gegengewichts festgestellt hat.

C. Einfluß der Größe des Gegengewichts auf die Dämpfung.

Je größer bei unveränderter Antenne das Gegengewicht ist, um so größer ist die Kapazität Antenne—Gegengewicht, C_1, und die Kapazität Gegengewicht—Erde, C_4. Der für den Dämpfungsanteil der Erde maßgebende Quotient (S. 185, Heft 2) $\frac{C_2}{C_1} = \frac{C_3 \cdot C_4}{C_1 (C_3 + C_4)}$ wird, da C_3 meist beträchtlich kleiner als C_4 ist, mit wachsendem Gegengewicht kleiner werden, oder mit anderen Worten, je größer das Gegengewicht ist, ein um so größerer Bruchteil der von der Antenne ausgehenden Kraftlinien wird direkt, ohne den Umweg über die Erde, zum Gegengewicht verlaufen. Folgender Versuch bestätigt dies:

Versuchsanordnung: Als Antenne wurde ein 25 m langer Litzendraht mit horizontalem Schirm (gleichseitiges Dreieck von 20 m Seitenlänge) benutzt. Das Gegengewicht bestand aus 6 oder 12 radial 2 m über dem Boden geführten Litzendrähten von je 70 m Länge. Gemessen wurden hier direkt die wirksamen Widerstände, und zwar folgendermaßen: Der Antennenkreis wurde sehr lose gekoppelt mit einem geschlossenen Kreise, in welchem nach der Wienschen Methode schwach gedämpfte Schwingungen erregt wurden. In den Antennenkreis konnten induktions- und kapazitätsfreie Widerstände W_1 eingeschaltet werden. Mit Hilfe eines empfindlichen Thermoelementes wurde dann jedesmal die Stromstärke bestimmt[1]). Ist die Dämpfung des erregenden Kreises klein gegenüber der des Antennenkreises, so ergibt sich der wirksame Widerstand W aus der Gleichung:

$$W = W_1 \frac{i_1}{i_0 - i_1}$$

1) W. Hahnemann, Jahrb. 2, 308, 1909.

wobei i_0 und i_1 die Stromstärken ohne und mit zugeschaltetem Widerstande W_1 bedeuten[1]. Für ein Gegengewicht von 12 Drähten war der Widerstand stets um etwa 5 bis 15 % niedriger als für ein solches mit 6 Drähten.

D. Der dämpfende Einfluß der Erde bei gehobener Senderapparatur[2].

Um eine Änderung der Strahlungsdämpfung, die bei den oben beschriebenen Versuchen (B) dadurch eintritt, daß Gegengewicht und Antennenschirm einander genähert werden, möglichst zu vermeiden und damit den Einfluß der Erde einwandfreier festzustellen, wurde noch folgender Versuch ausgeführt: Die zu einem Primär-Schwingungskreise gehörigen Apparate: Funkenstrecke, Kondensator, Induktionsspule, sowie das im Antennenkreise liegende Variometer und Amperemeter waren so montiert, daß diese ganze Apparatur mit unveränderter Antenne und Gegengewicht in verschiedene Höhen über dem Boden gebracht werden konnte. Es wurden dann unter Konstanthaltung der Wellenlänge während einer Versuchsreihe Zeichen gegeben, deren Intensität im Antennenkreise sowie auf einer zweiten entfernten Station gemessen wurde. Die Unterschiede im Resultat für die verschiedenen Höhen sind dann jedenfalls dem Einfluß der Erdnähe zuzuschreiben. Ein Konstanthalten der Wellenlänge ist deshalb besonders wichtig, damit nicht die verschiedene Aufnahmefähigkeit des Empfängers bei Einstellung verschiedener Wellenlängen und die verschiedene Absorption der Wellen auf ihrem Wege das Resultat fehlerhaft machen.

Versuchsanordnung: A. Der Sender: Die Antenne bestand aus einem vertikalen Emaillelitzendrahte von 25 m Länge, der sich oben in 3 Teile gabelte, die zu den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks von 20 m Seitenlänge, ebenfalls aus Litzendraht, führten (Fig. 8, Antennenschirm von oben). Die Anordnung des Gegengewichts, das ebenfalls aus Litzendraht bestand, ist aus Fig. 9 ersichtlich, die Seitenlänge des Dreiecks betrug 76 m. Da im Mittelpunkte der Anordnung das Beobachtungshaus steht, war es nicht möglich, das Gegengewicht, wenn es nahezu horizontal gespannt war, dem Boden auf weniger als 4,5 m,

---

1) Ist die Dämpfung des erregenden Kreises groß, die Dämpfungszunahme infolge des zugeschalteten Widerstandes hingegen klein, so gilt angenähert $W = W_1 \frac{i_1^2}{i_0^2 - i_1^2}$.

2) Bei diesen Versuchen hat mich Hr. Oldenberg in dankenswerter Weise unterstützt.

der Dachhöhe des Hauses, zu nähern. Es wurde ihm daher ein starker Durchhang gegeben, so daß es wenigstens für einen Teil seiner Ausdehnung den Boden dicht (etwa 30 cm, bei einer mittleren Höhe von 2 m) genähert werden konnte. Die Senderapparatur, bestehend aus 5teiliger Silberplattenfunkenstrecke F (Fig. 10), Kondensator C, Koppe-

Fig. 8.

Fig. 9.

lungsspule K, Variometer S war in einem Holzkasten montiert; das Hitzdrahtamperemeter A war außen am Boden des Kastens befestigt, so daß es von unten mit Hilfe eines Fernrohres abgelesen werden konnte. Das Variometer S bestand aus 2 Spulen, die gegeneinander verschoben werden konnten, um die Wellenlänge im Antennenkreise bei Änderung seiner Kapazität durch die Entfernung vom Boden konstant zu halten. Die Verschiebung besorgte ein kleiner Elektromotor, der von unten her geschaltet werden konnte. Das Verhältnis der Primärkapazität zu der des Antennenkreises betrug etwa 20 : 1, so daß mit der aus Fig. 10 ersichtlichen direkten Koppelung der für Stoßerregung günstigste Koppelungsgrad erreicht war. Gespeist wurde das System mit hochfrequentem Wechselstrom (etwa 600 Perioden). Zur Bestimmung des Widerstandes des Antennenkreises wurde die Schaltung in der Weise umgeändert, daß der Primärkreis durch eine besondere Spule M (Fig. 11) geschlossen wurde, die in sehr loser Koppelung den Antennenkreis erregte. Als Amperemeter diente hier ein sehr empfindliches Hitzdrahtinstrument B. Ein induktions- und kapazitätsfreier Widerstand W_1 konnte durch einen von unten her zu betätigenden Taster T in den Antennenkreis eingeschaltet bzw. kurz geschlossen werden. Die Meßmethode ist die auf S. 255 beschriebene.

Fig. 10.

B. Die Empfangsstation: Diese war in 4,3 km Entfernung von der Sendestation aufgestellt. Die Antenne bestand aus einem 8teiligen Schirm, der an einem 25 m hohen Mast befestigt war. Das Gegengewicht bestand aus 8 etwa 1 m über dem Boden isoliert ausgespannten Drähten. Zur Einstellung der Wellenlänge diente das Variometer V, zur Messung der Intensität ein Duddellsches Thermogalvanometer G, das induktiv mit dem Antennenkreise gekoppelt war (Fig. 12).

Fig. 11.

Fig. 12.

Versuchsresultate: Der Ausschlag des Duddellgalvanometers, welcher der Leistung im Empfänger proportional ist, gibt, bezogen auf die gleiche Leistung in der Senderantenne, für die verschiedenen Höhen des Senders den Einfluß der Erde an.

In der folgenden Tabelle sind für die Versuchsreihen mit den Wellenlängen 430, 500, 850 und 990 m die Quotienten: Leistung im Empfänger durch Stromquadrat im Sender angegeben, wobei die Werte bei der niedrigsten Lage der Apparatur mit 100 angesetzt sind. In Spalte 1 sind die Werte angegeben, die man für die niedrigste Lage bei Ersatz des Gegengewichts durch direkte Erdung erhält.

Wellenlänge	Direkte Erdung	Mittlere Höhe des Gegengewichts in Metern			
m		2	6	11	17
430	68	100			
500	81	100		163	190
850	87	100	121	159	161
990	87	100		137	120[1])

1) Dieser Wert ist unsicher, da infolge Regens eine genaue Abstimmung im Sender nicht mehr möglich war.

Man ersieht aus der Tabelle:

1. Die „Übertragung" nimmt mit wachsender Entfernung vom Erdboden beträchtlich zu.
2. Bei kleineren Wellenlängen ist diese Zunahme stärker als bei größeren.
3. Ein Ersatz des Gegengewichts durch direkte Erdung hat eine Verschlechterung der Übertragung zur Folge.
4. Bei kleineren Wellenlängen ist diese Verschlechterung beträchtlicher als bei größeren.

Die Leistung im Empfänger, bezogen auf gleiche Stromstärke im Sender, ist beim Heben der Senderanordnung so beträchtlich gestiegen — um 90 $^0/_0$ bei 500 m Wellenlänge und um 61 $^0/_0$ bei 850 m — daß diese Zunahme nicht allein dem dämpfenden Einfluß der Erde zugeschrieben werden kann. Es müßten dann die Dämpfungen bzw. die Widerstände des Antennenkreises sich ebenso stark geändert haben. Tatsächlich ergeben die Messungen der Widerstandswerte beim Heben der Apparatur ein Sinken um nur wenige Prozent, dem beim weiteren Heben sogar wieder ein Ansteigen folgte, wie Tabelle als Beispiel zeigt:

Wellenlänge 860 m.

		Widerstand
Direkte Erdung		20,5
Gegengewicht	2	18,6
	6	17,0
	11	18,0
	17	18,2

Bilden wir die Quotienten: Leistung im Empfänger durch Leistung im Sender, so erhalten wir Werte, welche der Strahlung proportional sind, wenn wir als Strahlung den Bruchteil der gesamten Energie des Antennenkreises bezeichnen, welcher ausgestrahlt wird. Für die Wellenlänge 850 m ergibt sich danach die Strahlung in Abhängigkeit von der Höhe folgendermaßen:

		Strahlung
Direkte Erdung		79,2
Gegengewicht	2	100
	6	133
	11	164
	17	165

Mit der Höhe nimmt also die Strahlung sehr beträchtlich zu. Was sich am Sender dabei wesentlich ändert, ist nur das Bild der Kraftlinien und zwar besonders der weitausbauchenden. Diese werden, je höher der Sender sich befindet, in um so größerer Entfernung den Boden berühren, eine um so geringere Strecke in der Erde verlaufen, mithin um so geringeren Widerstand erfahren. Das Kraftlinienbild verschiebt sich mithin gewissermaßen beim Heben der Anordnung nach außen, und diese Verschiebung nach außen, also die Energiezunahme des Feldes an den von der Antenne entfernteren Stellen, ist offenbar für die Strahlung besonders günstig [1]).

Die bessere Wirkung der Sender über Seewasser läßt sich auch auf diese Weise erklären: Die größere Leitfähigkeit des Seewassers hat eine größere Ausbreitung der Kraftlinien, damit Verstärkung des Feldes in größerer Entfernung von der Antenne zur Folge. Durch ein weiter ausgedehntes Gegengewicht würde man ebenfalls nicht nur die schädliche Dämpfung eines Senders verringern, sondern auch die Strahlung erhöhen. Auch der Richtungseffekt des geknickten Marconisenders und der einseitigen Erdung von K. E. F. Schmidt [2]) läßt sich in diesem Sinne deuten.

Die von F. Kiebitz [3]) beobachtete geringe Reichweite einer Station mit Gegengewicht auf einem ausgedehnten Tonlager läßt sich ebenfalls dadurch erklären, daß infolge der schlechten Leitfähigkeit des Bodens sich das Feld noch weniger frei entfalten kann, als bei normaler Bodenbeschaffenheit.

Diese Versuche mit gehobenem Sender haben also gezeigt, daß der dämpfende Einfluß der Erde sich in zweierlei Wirkungen äußert: 1. Das logarithmische Dekrement der Antennenschwingungen wird kleiner bei gehobenem Sender, da die Energieabsorption dicht beim Sender, also an Stellen großer Feldstärke kleiner wird; 2. die Strahlung wird größer, da auch die Energieabsorption in etwas größerer Entfernung kleiner, und infolgedessen die Energieverteilung um den Sender in einer für die Strahlung günstigen Weise beeinflußt wird.

---

1) W. Hahnemann (Jahrb. **2**, 491, 1909) teilt das Kraftlinienfeld in 2 Teile, von denen besonders der äußere zur Abwanderung der Energie, zur Strahlung, beiträgt.

2) K. E. F. Schmidt, Phys. Ztschr. **8**, 5, 1907.

3) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. **32**, 965, 1910.

Zusammenfassung.

1. Es wurde der dämpfende Einfluß der Erde auf die Schwingungen im Antennenkreise bei direkter Erdung durch elektrometrische Leistungsmessung bestimmt. Dieser Einfluß entspricht einem in den Antennenkreis eingeschalteten Widerstande von mehreren Ohm. Er ist abhängig von der Frequenz der Schwingungen und zwar wird er größer für Schwingungen höherer Frequenz.

2. Für kapazitive Erdung wurde der Einfluß von Höhe und Größe des Gegengewichtes untersucht.

A. Zunächst wurde an 2 horizontal gespannten Drähten die Abnahme der Erddämpfung mit der Höhe bei verschiedenen Wellenlängen ermittelt; auch hier zeigt sich eine stärkere Dämpfung bei kürzeren Wellenlängen.

B. Versuche mit gehobenem Gegengewicht lassen ebenfalls den Einfluß der Erde erkennen; sie geben jedoch quantitativ kein richtiges Bild, da die Änderung der Strahlungsdämpfung nicht in Rechnung gezogen werden kann.

C. Je größer das Gegengewicht gemacht wird, um so geringer ist die Dämpfung.

D. Versuche, bei welchen die ganze Senderapparatur mit Antenne und Gegengewicht gehoben wird, zeigen ebenfalls den dämpfenden Einfluß der Erde; die Strahlungsdämpfung ist aber auch hierbei, wie auf einer zweiten Station durch thermogalvanometrische Messungen festgestellt wurde, nicht konstant, sondern nimmt mit der Höhe des Senders über dem Boden stark zu. Daraus folgt, daß auf die Strahlung eines Senders sehr wesentlich die Intensitätsverteilung des Feldes in den verschiedenen Entfernungen von der Antenne von Einfluß ist.

(Eingesandt 1. Juni 1911.)

Theorie der gleichzeitigen Messung vom Sende- und Empfangsstrom.

Von **H. Barkhausen.**

Quantitative Messungen über die Strahlungsvorgänge der drahtlosen Telegraphie sind wohl zuerst von Duddell und Taylor[1]) angestellt worden, die unter den verschiedensten Versuchsbedingungen

1) W. Duddell u. J. E. Taylor, Electrician 55, 260, 1905.

gleichzeitig den Strom in der gebenden und in der empfangenden Antenne maßen. Die Versuche wurden über Land auf kurze Entfernungen mit einer transportablen, maximal 18 m hohen Antenne gemacht. Wesentlich umfangreichere Versuche hat kürzlich L. W. Austin[1]) veröffentlicht, bei denen eine große Landstation mit 128 m hoher Antenne sowie mehrere Schiffsstationen zur Verwendung kamen und die Wellenausbreitung ganz über Seewasser stattfand. Auch er hat gleichzeitig den Strom in der empfangenden und in der sendenden Antenne gemessen, eine einfache und genaue Methode, durch deren Anwendung auch weiterhin Aufklärung über manche Strahlungsvorgänge zu erhoffen ist. Es schien mir daher die Frage von Interesse zu sein, wie viel man theoretisch über die Beziehungen zwischen Sende- und Empfangsstrom aussagen kann. Die Untersuchung ergab, daß man nicht nur dieselbe, von Austin auf Grund seiner Versuche aufgestellte Formel durch eine einfache Rechnung ableiten, sondern aus den gegebenen Daten auch quantitativ den Strom in der Empfangsantenne ausrechnen kann. Durch die Übereinstimmung der errechneten und experimentell bestimmten Werte erhalten unsere Anschauungen über die Strahlungsvorgänge, die bisher nur aus theoretischen Idealfällen abgeleitet waren, eine wesentlich größere Sicherheit.

Das elektromagnetische Feld einer strahlenden Antenne bei dauerden sinusförmigen Schwingungen ist unter der Annahme einer gut leitenden ebenen Erdoberfläche (Seewasser) bekannt. Die elektrische Feldstärke im Abstand r auf der Erdoberfläche hat im technischen Maßsystem den Betrag

$$\mathfrak{E} = 120\,\pi \frac{h_{\mathrm{eff}_1} J_1}{\lambda\, r} \tag{1}$$

Wenn man den Strom J_1 im Strombauch der Antenne in Ampere sowie die effektive Antennenhöhe h_{eff_1}, die Wellenlänge λ und die Entfernung r in Meter (Zentimeter) ausdrückt, so erhält man $\mathfrak{E}$ in Volt pro Meter (Zentimeter). Die effektive Antennenhöhe ist durch Gleichung

$$h_{\mathrm{eff}_1} = \frac{1}{J_1} \int i_1\, d\, h_1 \tag{2}$$

bestimmt, indem für die Fernwirkung die Summe aller Höhen $d\,h_1$ der einzelnen Antennenstücke multipliziert mit der in ihnen fließenden

1) L. W. Austin, Some quantitative experiments in long distance radiotelegraphy. Bulletin of the bureau of standards vol. 7, Nr. 3. — Siehe auch Jahrb. 5, 75, 1911.

Stromstärke in Betracht kommen[1]). Bei Schirmantennen ist der Strom in der aufsteigenden Zuleitung fast konstant, $i_1 = J_1$. Ist der Schirm horizontal (Fig. 1), so wirken die Ströme in ihm nicht, es ist dann h_{eff} gleich der Höhe des Schirmes über der Erde. Ist der Schirm wie gewöhnlich nach abwärts gerichtet (Fig. 2), so laufen die Ströme in ihm nach unten und heben einen Teil der in der Zuleitung aufwärts fließenden Ströme auf. h_{eff} ist dann etwa gleich der Höhe des unteren Schirmrandes vermehrt um $^1/_3$ der Schirmhöhe. Für lineare Antennen nimmt der Strom i_1 mit wachsender Höhe bis auf 0 ab. Wenn sie in $^1/_4$ Wellenlänge schwingen (Fig. 3) ist die Stromverteilung sinusförmig,

Fig. 1.

Fig. 2.

daher wird $h_{eff} = \frac{2}{\pi} h$. Bei Verwendung größerer Wellenlängen (Fig. 4) ist die Stromverteilung linear und $h_{eff} = \frac{1}{2} h$.

Die Richtung der zeitlich sich sinusförmig ändernden Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist senkrecht zur Erdoberfläche. Sie wirkt in der empfangenden Antenne als eine E. M. K. von der Größe $\mathfrak{E} \cdot h_2$ Volt, die einen Strom i_2 in der Empfangsantenne hervorruft. Die Leistung, die dadurch an den Empfänger abgegeben wird, ist bei einer Phasenverschiebung φ zwischen Strom und E. M. K. $\mathfrak{E} \cdot \cos\varphi \int i_2 \, d h_2$, da in jedem Element der An-

1) Vgl. M. Abraham, Theorie der Elektrizität II § 33. J. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie S. 42—44.

tenne die E. M. K. $\mathfrak{E}\, d\, h_2$ auf den dort fließenden Strom i_2 wirkt[1]. Man führt auch hier am Empfänger zweckmäßig die effektive Höhe h_{eff} ein, ersetzt also $\int i_2\, d\, h_2$ durch $J_2\, h_{\mathrm{eff}}$, wo J_2 den Strom im Strombauch der Empfangsantenne bedeutet. Dann wird die Leistung $\mathfrak{E}\, h_{\mathrm{eff}} \cdot J_2 \cos \varphi$. Durch Einführung der effektiven Höhe wird also die längs der ganzen Antenne verteilte E. M. K. ersetzt durch eine im Strombauch allein wirkende von der Größe $\mathfrak{E}\, h_{\mathrm{eff}}$, ähnlich wie man sich den gesamten Energieverlust der Antenne auch durch einen im Strombauch eingeschalteten Widerstand R_2 hervorgerufen denken kann. Im

Fig. 3.

Fig. 4.

Resonanzfalle, wo sich die Wirkung von Selbstinduktion und Kapazität gerade aufheben, ist $\varphi = 0$, $\cos \varphi = 1$, und es bestimmt sich der Strom in der Empfangsantenne einfach nach dem Ohmschen Gesetze zu

$$J_2 = \frac{\mathfrak{E}\, h_{\mathrm{eff}_2}}{R_2}$$

Führt man hierin für $\mathfrak{E}$ den Wert aus Gleichung (1) ein, so erhält man

$$(3) \qquad J_2 = \frac{377}{R_2}\, \frac{h_{\mathrm{eff}_1}\, h_{\mathrm{eff}_2}}{\lambda\, r}\, J_1$$

1) Die Störung, die das vom Sender erzeugte elektromagnetische Feld in der Nähe des Empfängers durch die Ströme im Empfänger selbst erleidet, kommen nach Rüdenberg (Ann. d. Phys. 25, 446, 1908) dadurch schon zum Ausdruck, daß im Gesamtwiderstand des Empfängers der „Strahlungswiderstand" mit enthalten ist; sie brauchen daher nicht weiter beachtet zu werden.

Diese Formel ist bis auf den ersten Zahlenfaktor mit der von Austin auf Grund seiner umfangreichen Experimente aufgestellten Formel (3) S. 341 identisch, es kommt in der letzteren nur noch der Faktor $e^{-\frac{a r}{\sqrt{\lambda}}}$ hinzu, der die hier nicht berücksichtigte Absorption der Wellen bei ihrer Ausbreitung darstellt.

Auch Duddell und Taylor (l. c.) fanden, daß der Strom J_2 sowohl der Höhe h_1 der Sende- als auch der Höhe h_2 der Empfangsantenne proportional ist. Mit der Entfernung nahm J_2 wegen der Absorption in der nicht sehr gut leitenden Erde etwas schneller als $1/r$ ab. Der Einfluß der Wellenlänge läßt sich aus den Angaben der Tabelle 1 S. 260 erkennen. Es kommen hier nur die mit „tuned“ bezeichneten Werte in Betracht, bei denen allein der Empfänger auf Resonanz abgestimmt war. Bei $\lambda = 500$ war $J_2 = 16{,}6\ J_1\, h_1 \cdot 10^{-6}$, bei $\lambda = 375$ $J_2 = 20\ J_1\, h_1\, 10^{-6}$. Es muß also $16{,}6 \cdot 500$ ebenso groß wie $20 \cdot 375$ sein. Das ist in der Tat der Fall. Die Abweichungen um 5 % vom mittleren Wert liegen nahezu innerhalb der Versuchsfehler, und sind im übrigen durch die bei kleinerer Wellenlänge größere Absorption hinreichend erklärt.

Die Formel (3) liefert aber nicht nur die Abhängigkeit des Empfangsstromes von den verschiedenen Versuchsbedingungen, sondern gestattet auch, bei gegebenen Verhältnissen den Empfangsstrom selbst quantitativ zu berechnen. Es ist hier jedoch zu bedenken, daß sie nur für dauernde Sinusschwingungen gilt, also den Strom liefert, der sich im Empfänger nach Erreichen des stationären Zustandes einstellt. Wird, wie gewöhnlich, mit abklingenden Schwingungen telegraphiert, so muß sich der Empfängerstrom jedesmal erst von Null an bis zum Maximum aufschaukeln und dadurch der gemessene Wert des Stromes kleiner werden. Dies muß besonders dann der Fall sein, wenn der Sender stark, der Empfänger schwach gedämpft ist, der Empfänger also lange braucht, um sich auf den stationären Wert hinaufzuschaukeln. Der ankommende Wellenzug ist dann schon wieder abgeklungen, ehe der Empfänger richtig zu schwingen begonnen hat. Im umgekehrten Falle, wenn schwach gedämpfte Wellen ausgesandt werden, und der Empfänger schon nach wenigen Schwingungen seinen Maximalstrom erreicht, wird die Dämpfung den aus der Formel (3) berechneten Wert wenig ändern.

Dieser hier veranschaulichte Einfluß der Dämpfung läßt sich auch rechnerisch für den Fall exponentiell abklingender Sinusschwingungen verfolgen, wenn am Geber und Empfänger der quadratische Mittelwert

des Stromes gemessen wird, was in den meisten Fällen, z. B. bei Verwendung eines Hitzdrahtinstrumentes, eines Bolometers oder eines geheizten Thermoelementes zutrifft. Ist am Sender die maximale Amplitude der Stromstärke J_0 und der Dämpfungsfaktor $\frac{R_1}{2 L_1} = \delta_1$, so daß also der Entladungsverlauf durch die Gleichung

$$J_1 = J_0 \, e^{-\delta_1 t} \sin \omega t$$

dargestellt wird, und ist b die Zahl der Entladungen, so ergibt die Rechnung für die Wärmeentwickelung den Wert

$$J_{\text{eff}\,1}^{\;2} R_1 = \frac{J_0^{\;2} R_1}{2} \, \frac{b}{2 \delta_1} \tag{4}$$ [1]

d. h. um den Faktor $\frac{b}{2 \delta_1}$ kleiner als bei dauernden Schwingungen der Amplitude J_0.

Was die Ausstrahlung betrifft, so ist die Gleichung (1) zwar unter der Voraussetzung dauernder Schwingungen abgeleitet, es ist aber aus der physikalischen Bedeutung zu schließen, daß wenigstens bei nicht extrem starker Dämpfung ein sinusförmiger Wellenzug von in gleicher Weise gedämpfter Amplitude ausgestrahlt wird, daß also die Gleichung (1) auch gilt, wenn J_1 in einem abklingenden Sinusstrom besteht. Wir erhalten dann in der Empfangsantenne eine E. M. K. $E_2 = \mathfrak{E} \, h_{\text{eff}_2}$, bei der

$$\mathfrak{E} = \frac{120 \pi \, h_1}{\lambda \, r} J_0 \, e^{-\delta t} \sin \omega t = E_0 \, e^{-\delta_1 t} \sin \omega t$$

ist. Die Rechnung ergibt für den Fall, daß eine solche E. M. K. b mal in der Sekunde auf einen in Resonanz befindlichen Oszillator wirkt, die Wärmeentwickelung

$$J_{\text{eff}_2}^{\;2} R_2 = \frac{E_0^{\;2}}{2 R_2} \cdot \frac{b}{2 \delta_1} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}\right)} \tag{5}$$ [2]

Hierin ist der erste Faktor die Wärmeentwickelung bei ungedämpfter E. M. K. E_0; der zweite Faktor ist derselbe wie beim Sender, der wegen der abklingenden Schwingungen hinzukommt; der dritte Faktor schließlich hat seinen Grund in dem oben angeführten langsamen Ansteigen

1) Vgl. J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen S. 430.
2) Desgl. § 593.

des Empfängerstromes bis zum stationären Wert. Sein Einfluß ist in der Tat bei großem δ_1 und kleinem δ_2 sehr erheblich, im umgekehrten Fall dagegen gering.

Beim gleichzeitigen Messen des Stromes in der Sende- und Empfangsantenne macht der bei beiden Strömen hinzukommende Faktor $\frac{b}{2\delta_1}$ nichts aus, da Proportionalität zwischen beiden Strömen herrscht. Dagegen muß man den Effektivwert des Empfangsstromes um den Betrag $\sqrt{\frac{1}{1+\frac{\delta_1}{\delta_2}}}$ kleiner finden als er sich nach der Formel (3) berechnet, da die Wärmeentwickelung um das Quadrat dieses Betrages kleiner ist. Statt der Dämpfungsfaktoren $\frac{\delta_1}{\delta_2}$ kann man auch die logarithmischen Dekremente $\frac{d_1}{d_2}$ setzen, da ja $d_1 = \delta_1 \tau$ und $d_2 = \delta_2 \tau$ ist. Für gedämpfte sinusförmige Schwingungen ergibt daher die Theorie

$$J_{\mathrm{eff}_2} = \frac{377}{R_2 \sqrt{1+\frac{d_1}{d_2}}} \frac{h_{\mathrm{eff}_1} h_{\mathrm{eff}_2}}{\lambda r} J_{\mathrm{eff}_1} \tag{6}$$

Vergleichen wir dies mit den Austinschen Versuchen, so findet er in seiner Formel (3) den Faktor $\frac{377}{R_2 \sqrt{1+\frac{d_1}{d_2}}}$ zu 4,25. Dabei hat er aber für h_1 und h_2 die vollen Höhen eingesetzt. Nach den Angaben über die verwendeten Antennenformen müssen die effektiven Höhen zu etwa $^2/_3$ der wirklichen in Rechnung gesetzt werden, also $4{,}25\, h_1 h_2 = 9{,}6\, h_{\mathrm{eff}_1} h_{\mathrm{eff}_2}$. Der gesamte Widerstand R_2 der Empfangsantenne wird bei 15 Ω Widerstand des Meßinstrumentes zu ca. 25 Ω angegeben. Die Dämpfung des Gebers durch den Funken dürfte etwa ebenso groß sein, wie die des Empfängers durch das Meßinstrument, so daß $\sqrt{1+\frac{d_1}{d_2}} = \sqrt{2}$.

Dann wird nach der Theorie $\frac{377}{25\sqrt{2}} = 10{,}6$ gegen 9,6 nach den Versuchen. Die Übereinstimmung ist also nicht nur der Größenordnung nach richtig — man beachte, daß Geber- und Empfängerströme sich bei den Versuchen im Durchschnitt um etwa das 100 000 fache unter-

schieden — sondern die geringe, innerhalb der Versuchsfehler liegende Abweichung zeigt, daß der Strahlungsvorgang in den von Austin untersuchten Fällen tatsächlich so verlaufen ist, wie es die theoretischen Vorstellungen und Formeln zeigen.

Will man die Formel (6) nicht zur Vorausberechnung des Empfängerstromes, sondern zur Nachprüfung der Theorie verwenden, so schreibt man sie besser

$$\frac{J_{\mathrm{eff}_2}}{J_{\mathrm{eff}_1}} \frac{\lambda\, r}{h_{\mathrm{eff}_1} h_{\mathrm{eff}_2}} R_2 \sqrt{1 + \frac{d_1}{d_2}} = f = 377 \tag{7}$$

Die Werte des Stromes und der Längen können in beliebigem Maße gemessen werden, da ihre Dimension im Zähler und Nenner gleich oft vorkommt. Der Widerstand R_2 muß aber in Ω angegeben sein. Da sich unter den Werten der linken Seite kein einziger befindet, der sich nicht genau messen ließe, ist hierdurch eine verhältnismäßig einfache Methode gegeben, um die Strahlungseigenschaften von Antennen quantitativ festzulegen. Die Abweichungen des durch die Messungen gefundenen Faktors f von 377 stellen ein Maß für die Güte der benutzten Anordnung dar, indem der Zahlenwert 377 das theoretische Optimum bildet. Schlechtere Werte können hervorgerufen werden durch verminderte Ausstrahlung bei schlecht leitender Erde oder durch in der Nähe emporragende Leiter, durch Absorption bei der Ausbreitung der Wellen und schließlich dadurch, daß der Sendestrom Oberschwingungen oder mehrere Wellenlängen besitzt. Der abgestimmte Empfänger reagiert dann nur auf eine Wellenlänge, während im Sender der Effektivwert des gesamten Stromes zur Messung kommt.

Die Tatsache, daß bei den Austinschen Versuchen das theoretische Optimum tatsächlich erreicht wurde, beweist, daß man abgesehen von einer gerichteten Telegraphie keinerlei Verbesserungen der Strahlungseigenschaften guter Stationen erwarten kann, daß also ein Fortschritt nur noch in der ökonomischen Erzeugung kräftiger Ströme J_1 am Geber sowie empfindlicher Empfangsanordnungen, die geringe Ströme J_2 brauchen, zu suchen ist.

Zum Schluß sei der Faktor f aus den Daten von Duddell und Taylor l. c. Tabelle S. 260 berechnet. Man findet, wie schon oben angeführt, $\frac{J_2 \lambda}{J_1 h_1} = 16{,}6 \cdot 500 \cdot 10^{-6} = 8{,}3 \cdot 10^{-3}$ und $20 \cdot 375 \cdot 10^{-6} = 7{,}5 \cdot 10^{-3}$ aus den oberen und unteren Werten der Tabelle, im Mittel also $7{,}9 \cdot 10^{-3}$. Dabei war $r = 1588$ und $h_2 = 56$ Fuß. Also

$\frac{J_2}{J_1} \frac{\lambda r}{h_1 h_2} = 0,223$. Da die Stromverteilung in den linearen Antennen nahezu die der Fig. 4 gewesen sein muß, so ist die effektive Höhe $h_{\text{eff}} = \frac{1}{2} h$ zu setzen. Der Widerstand des Instrumentes wird zu 100 Ω angegeben, der der Antenne aus den in Tabelle 4 mitgeteilten Versuchen zu 56 Ω gefunden, also $R_2 = 156\ \Omega$. Nimmt man die Dämpfung von Geber und Empfänger gleich groß an $\left(\frac{d_1}{d_2} = 1\right)$, so wird

$$f = 0,223 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 156 \cdot \sqrt{2} = 197$$

also etwa halb so groß, wie das theoretische Optimum. Dies war nicht anders zu erwarten, da einerseits eine größere Absorption der Wellen bei ihrer Ausbreitung durch die Versuche selbst festgestellt wurde, andererseits die Erdung und damit auch die Strahlung des transportabeln Gebers keine sonderlich gute war.

Zusammenfassung: Es werden aus der Strahlungstheorie Formeln für die Stromstärke in der Empfangsantenne für dauernde und gedämpfte Schwingungen abgeleitet, so daß das theoretisch bei vollkommen leitender Erde erreichbare Optimum mit den praktisch erreichten Resultaten verglichen werden kann. Die Formel ist mit der aus umfangreichen Versuchen von Austin aufgestellten gleichlautend. Bei diesen Versuchen über Seewasser ist sogar das theoretische Optimum quantitativ erreicht, während bei den früheren Versuchen von Duddell und Taylor über Land die gemessene Stromstärke nur etwa die Hälfte der bestmöglichen betrug.

Dresden, Institut für Schwachstromtechnik.

(Eingesandt 10. Oktober 1911.)

Ein weiterer Ausbau der Formel für die Frequenz der Lichtbogenschwingungen.

Von **George W. Nasmyth.**

I.

In meinen Untersuchungen während des letzten Jahres über die Schwingungen neuer Generatoren, welche aus einem sehr kurzen Funken oder Lichtbogen bestehen, fand ich, daß der Lepelsche Generator, in dem zwei flache metallische Elektroden durch einige Bogen Papier ge-

trennt werden und Gleichstrom gebraucht wird, in vielen seiner charakteristischen Eigenschaften den älteren Generatoren Duddells und Poulsens gleicht. Besonders die Frequenz der Lepelschen Generatorschwingungen nimmt mit sich vermehrendem Gleichstrom zu, und nimmt mit wachsender Bogenlänge ab, und stimmt im allgemeinen mit der Formel für die Frequenz der Lichtbogenschwingungen, welche von mir[1]) im Jahre 1908 abgeleitet wurde, überein. Diese Erweiterung der Formel gibt ihr eine Wichtigkeit in Theorie und Praxis der Radiotelegraphie und Radiotelephonie, die es wünschenswert macht, die Formel auf jede mögliche Weise zu prüfen.

Einige vorzügliche experimentelle Versuchsreihen von K. Vollmer[2]), welche auf Anregung von Herrn Prof. Max Wien in der Technischen Hochschule Danzig im Juli 1909 geliefert wurden, geben Material für eine eingehende quantitative Prüfung der Formel für Poulsenschwingungen in weiten Grenzen für Frequenz, Induktion und Kapazität. Bevor ich jedoch auf eine Besprechung der Vollmerschen Versuchsreihen eingehe, ist es angebracht, in den Grundzügen auf die Ableitung der Formel einzugehen.

Ableitung der Formel (Grundriß).

Schaltet man parallel in einen Lichtbogen von der momentanen Spannung V einen Kreis aus Selbstinduktion L, Kapazität C und Widerstand W ein, so kann man für diesen Kreis die Gleichung aufstellen:

$$V = L\frac{di}{dt} + Wi + \frac{1}{C}q \tag{1}$$

worin i der momentane Strom und q die Ladung des Kondensatorkreises ist. Durch Differenziation erhält man

$$\frac{dV}{dt} = L\frac{d^2 i}{dt^2} + W\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}i \tag{2}$$

Ferner ist

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dA}\frac{dA}{dt} \tag{3}$$

1) Nasmyth, The frequency of the singing arc, Physical Review 27, 117, 1908.

2) Vollmer, Über die Schwankungen der Frequenz und Intensität der Lichtbogenschwingungen, Jahrb. 3, 117, 1910.

worin A der Bogenstrom ist. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz hat man:

$$A + i = I_g \tag{4}$$

und wenn, wie es gewöhnlich in der Praxis der Fall ist, die Induktivität der Drossel in dem Generatorkreise genügend groß ist, so kann man den Gleichstrom I_g den Dynamo als konstant betrachten. So haben wir

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{di}{dt} \tag{5}$$

und die Gleichung (2) erhält die Form:

$$-\frac{dV}{dA}\frac{di}{dt} = L\frac{d^2 i}{dt^2} + W\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}i \tag{6}$$

oder

$$L\frac{d^2 i}{dt^2} + \left(W + \frac{dV}{dA}\right)\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}i = 0 \tag{7}$$

Wenn wir nun annehmen, daß dV/dA, der sogenannte „negative Widerstand" des Bogens annähernd konstant ist, oder wenn wir einen Durchschnittswert dV/dA brauchen, so können wir die Gleichung (7) leicht integrieren:

$$\begin{cases} i = Q\varepsilon^{-\frac{(W + dV/dA)t}{2L}} \left[\dfrac{1}{LC\sqrt{\dfrac{1}{LC} - \dfrac{(W + dV/dA)^2}{4L^2}}}\right] \\ \qquad \sin\left(\sqrt{\dfrac{1}{LC} - \dfrac{(W + dV/dA)^2}{4L^2}}\,t + \Phi\right) \end{cases} \tag{8}$$

Es ist übrigens interessant, den Einfluß des „negativen Widerstandes" dV/dA auf die Dämpfung der Schwingungen zu beobachten. Aus dem Exponenten von ε, $-(W + dV/dA)t/2L$, erhielt man, daß:

wenn $-dV/dA < W$ ist, die Schwingungen abnehmen
wenn $-dV/dA = W$ ist, die Schwingungen konstant bleiben
wenn $-dV/dA > W$ ist, die Schwingungen zunehmen

bis der Bogen ausgelöscht ist. Wenn die angelegte Spannung groß genug ist, so zündet sich der Bogen wieder an, und es folgt noch ein Zug anwachsender Schwingungen. Diese Folgerungen sind mit den Ergebnissen der Versuche in Übereinstimmung, und befähigen

uns nach der charakteristischen Volt-Ampere-Kurve zu urteilen, was für Schwingungen ein Generator hervorbringen wird.

Nach Gleichung (8) berechnet sich die Dauer:

$$T = 2\pi \Big/ \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{(W + dV/dA)^2}{4L^2}} \tag{9}$$

und die Frequenz

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{(W + dV/dA)^2}{4L^2}} \tag{10}$$

so daß die Frequenz vollständig bestimmt ist, wenn wir die Art kennen, in welcher dV/dA mit der Bogenlänge l, dem Bogenstrom A, der Kapazität und mit anderen Konstanten des Kreises variiert.

Für den stationär brennenden Bogen hatte **Ayrton** die Beziehung gefunden:

$$V = a + b\,l + \frac{c' + l\,d'}{A}$$

wovon

$$\frac{dV}{dA} = -\frac{c' + l\,d'}{A^2}$$

wenn a, b, c', d' die Konstanten des Bogens sind, und l die Bogenlänge ist. Die charakteristische Kurve für die Schwingungsbogen ist, obgleich ähnlich derjenigen für den stationär brennenden Bogen, nicht genau dieselbe. Auf experimentellem Wege fand ich die Beziehung für den Schwingungsbogen bei einer bestimmten Kapazität, Induktion, und also Thomsonfrequenz als

$$\frac{dV}{dA} = -\frac{c + l\,d}{A}$$

worin die Konstanten c und d andere Werte als c' und d' bezeichnen, und der Strom als eine lineare Größe auftritt. Die Formel (10) für die Frequenz wird dann

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{(W - (c + l\,d)/A^2)}{4L^2}} \tag{11}$$

Unter gewöhnlichen Umständen sind die Konstante c und der Widerstand W des Kondensatorkreises klein gegen die Größe $l\,d$, und wir können die Formel annähernd so schreiben:

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{l^2 d^2}{4L^2 A^2}} \tag{12}$$

Erweiterung der Formel.

Vollmer bringt in seinem Artikel (§ 10, Prüfung der Formel von Nasmyth) zwei Kurven (Fig. 10 in Heft 2, Band 3, 1909) mit n^2 als Ordinate und l^2 als Abszisse. Die Kurven sind genau gerade Linien innerhalb der Fehlergrenzen der Beobachtung, in Übereinstimmung mit der Forderung der Formel (12) für konstante Werte von L und C und für die Bogenlänge l welche groß genug sind, so daß der Widerstand W und die Konstante c in der Formel (11) vernachlässigt werden können. Die für die zwei Proben gewählten Thomsonfrequenzen waren 156,000 mit einer Kapazität von 0,00585 MF. und einer Induktion von 176,000 cm; und 375,000, mit einer Kapazität von 0,00076 MF., und einer Induktion von 237,000 cm.

Obgleich die durch die Versuchsreihen ausgedrückten Kurven gerade Linien sind, wie es von der Formel gefordert wird, ist der aus der Tangente des Winkels gefundene Wert der Konstanten d größer für die große Kapazitäts-, kleine Induktions- und geringe Frequenzkurve als für die andere. Jedoch sollte die Neigung m der Geraden gegen die l-Achse nach der Formel um so kleiner sein, je größer L ist. Wegen dieser Abweichung schließt Vollmer: „Praktisch ist durch die Formel von Nasmyth nichts gewonnen."

Vollmer hat offenbar die Tatsache übersehen, daß die Formel nur von einer einzigen Serie von Werten L, C (und also Thomsons Frequenz n_0) abgeleitet wurde, und die Vermutung (Physical Review **27**, 127), daß der Wert der Konstanten d sich mit der Frequenz der Schwingungen ändern würde. Er hat auf diese Weise es unterlassen die Formel zu erweitern sowie eine sehr große Reihe von Induktions-, Kapazitäts- und Frequenzwerten einzuschließen, welche ihm seine ausgezeichnete experimentelle Arbeit bot.

Es ergibt sich, daß das Gesetz der Variation von d ein sehr einfaches ist, nämlich:

$$d\sqrt{C_1} = \text{konstant} = k$$

worin C_1 die mit dem Bogen parallel geschaltete Kapazität ist. Vollmers Versuchsreihe ist nicht dazu geeignet, die Formel zu prüfen, da er Wellenlänge statt Frequenz angibt. Seine Versuchsreihe wird daher unten in einer Form für eine direkte Prüfung der Resultate in Tabellen 2—9, welche den Vollmerschen Tabellennummern entsprechen, dargestellt.

Tabelle 2.

$n_0 = 156,600$; $L_1 = 358,000$ cm; $C_1 = 0,76 \cdot 10^{-3}$ MF.; $\lambda_0 = 1915$ m;

$I_g = 2,7$ Ampere

$I_c = 2,0$ „

l	l^2	n^2	
1,2 mm	1,44	$2,433 \cdot 10^{10}$	$m = 11 \cdot 10^6$
1,8	3,24	2,4313	$\sqrt{m} = 3310$
2,4	5,76	2,4298	$d = 154$
2,7	7,29	2,4267	
3,3	10,89	2,4250	$d\sqrt{C_1} = 4,25$
3,6	12,96	2,4212	

Tabelle 3.

$n_0 = 156,600$; $L_1 = 532,000$ cm; $C_1 = 1,94 \cdot 10^{-3}$ MF.;

$I_g = 2,7$ Ampere

$I_c = 2,01$ „

l	l^2	n^2	
0,3 mm	0,09	$2,4414 \cdot 10^{10}$	$m = 27 \cdot 10^6$
0,6	0,36	2,4388	$\sqrt{m} = 5200$
0,9	0,81	2,4363	$d = 94$
1,2	1,44	2,4348	
1,8	3,24	2,4280	$d\sqrt{C_1} = 4,14$
2,1	4,41	2,4267	
2,4	5,76	2,4230	
2,7	7,29	2,4200	
3,0	9,00	2,4154	
3,3	10,89	2,4154	

Tabelle 4.

$n_0 = 156,600$; $L_1 = 176,500$ cm; $C_1 = 5,86 \cdot 10^{-3}$ MF.;

$I_g = 2,7$ Ampere

$I_c = 2,1$ „

l	l^2	n^2	
0,3 mm	0,09	$2,434 \cdot 10^{10}$	$m = 92 \cdot 10^6$
0,6	0,36	2,421	$\sqrt{m} = 9600$
0,9	0,81	2,419	$d = 57,5$
1,2	1,44	2,416	
1,5	2,25	2,396	$d\sqrt{C_1} = 4,40$
1,8	3,24	2,382	
2,1	4,41	2,374	
2,4	5,76	2,357	
3,0	9,00	2,343	
3,6	12,96	2,326	
3,9	15,21	2,282	

Tabelle 5.

$n_0 = 375{,}000$; $L_1 = 237{,}000$ cm; $C_1 = 0{,}76 \cdot 10^{-3}$ MF.; $\lambda_0 = 800$ m;

$I_g = 2{,}7$ Ampere
$I_c = 2{,}15$ „

l	l^2	n^2	
1,1 mm	1,21	$13{,}68 \cdot 10^{10}$	$m = 5 \cdot 10^8$
1,2	1,44	13,65	$\sqrt{m} = 2{,}24 \cdot 10^4$
1,35	1,82	13,624	$d = 180$
1,5	2,25	13,583	
1,8	3,24	13,55	$d\sqrt{C_1} = 4{,}96$

Tabelle 6.

$n_0 = 375{,}000$; $L_1 = 92{,}900$ cm; $C_1 = 1{,}94 \cdot 10^{-3}$ MF.;

$I_g = 2{,}7$ Ampere
$I_c = 2{,}15$ „

l	l^2	n^2	
0,3 mm	0,09	$13{,}86 \cdot 10^{10}$	$m = 10 \cdot 10^8$
0,45	0,203	13,80	$\sqrt{m} = 3{,}16 \cdot 10^4$
0,6	0,36	13,73	$d = 100$
0,9	0,81	13,68	
1,2	1,44	13,63	$d\sqrt{C_1} = 4{,}40$
1,5	2,25	13,51	
1,8	3,24	13,46	
2,1	4,41	13,35	
2,4	5,76	13,13	

Tabelle 7.

$n_0 = 375{,}000$; $L_1 = 30{,}800$ cm; $C_1 = 5{,}85 \cdot 10^{-3}$ MF.;

$I_g = 2{,}7$ Ampere
$I_c = 2{,}25$ „

l	l^2	n^2	
0,15 mm	0,0225	$13{,}8 \cdot 10^{10}$	$m = 33 \cdot 10^8$
0,3	0,09	13,4	$\sqrt{m} = 5{,}75 \cdot 10^4$
0,6	0,36	13,1	$d = 60$
0,75	0,5625	12,8	
0,9	0,81	12,6	$d\sqrt{C_1} = 4{,}59$
1,2	1,44	12,32	
1,5	2,25	12,1	
1,8	3,24	11,7	
2,1	4,41	11,3	
2,4	5,76	11,0	

Tabelle 8.

$n_0 = 1{,}000{,}000$; $L_1 = 33{,}300$ cm; $C_1 = 0{,}76 \cdot 10^{-3}$ MF.;
$I_g = 2{,}7$ Ampere
$I_c = 1{,}7$ „

l	l^2	n^2
1,2 mm	1.44	$92.2 \cdot 10^{10}$
1,4	1,96	91,0
1,5	2.25	89,7
1,7	2.89	88.7

$m = 248 \cdot 10^8$
$\sqrt{m} = 15{,}7 \cdot 10^4$
$d = 177$
$d\sqrt{C_1} = 4{,}89$

Tabelle 9.

$n_0 = 1{,}000{,}000$; $L_1 = 13{,}060$ cm; $C_1 = 1{,}94 \cdot 10^{-3}$ MF.;
$I_g = 2{,}7$ Ampere
$I_c = 2{,}1$ „

l	l^2	n^2
0,3 mm	0.09	$91.4 \cdot 10^{10}$
0,45	0.2025	90.2
0,9	0,81	86.4
1.2	1.44	84.2
1.5	2,25	81.2
1,7	2,89	78.8

$m = 436 \cdot 10^8$
$\sqrt{m} = 20.9 \cdot 10^4$
$d = 93$

$d\sqrt{C_1} = 4.10$

Zusammenfassung.

n_0	L_1	C_1	I_c	$\sqrt{m}$	d	$d\sqrt{C_1}$
156,600	1.358.000	$0.76 \cdot 10^{-3}$	2.0	$0.33 \cdot 10^4$	154	4,25
156,600	532,000	1,94	2,01	0.52	94	4,14
156,600	176,500	5,85	2,1	0.96	57,5	4,40
375,000	237.000	0.76	2.15	$2.24 \cdot 10^4$	180	4.96
375,000	92.900	1.94	2.15	3.16	100	4,40
375,000	30,800	5,85	2,25	5,75	60	4,59
1,000,000	33.300	0.76	1,7	$15.7 \cdot 10^4$	177	4.89
1,000,000	13,060	1,94	2.1	20.9	93	4,10

$I_g = 2{,}70$ Ampere — Mittel: 4,47

Es geht aus den obigen Resultaten hervor, daß wenn wir für d den Wert $k/\sqrt{C_1}$ einsetzen, wo $k = 4{,}47$ ist, die Formel auf alle Vollmerschen Versuche, eingeschlossen die Frequenzen zwischen 156,600 und 1,000,000 pro Sekunde, entsprechend der Wellenlängen 1915 bis 300 m, den Induktivitäten von 33,300 cm bis 1,358,000 cm, und den Kapazitäten von 0,00076 bis 0,00585 MF., angewendet werden kann. Wenn wir in Betracht ziehen, daß Vollmer seine Bogenlänge direkt maß, und keine Rücksicht auf die Längenänderungen nahm, wie sie

durch die Spannungsänderungen bedingt sind, und ferner, daß es schwierig ist, die Neigung einer Geraden aus nur wenigen Punkten zu bestimmen, so ist der Wert des wahrscheinlichen Fehlers außerordentlich klein.

Die Übereinstimmung der verallgemeinerten Formel,

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L\,C} - \frac{l^2 k^2}{4\,L^2\,C\,A^2}} \tag{13}$$

mit den Versuchsergebnissen kann graphisch dargestellt werden, wenn wir auf der Ordinate die Werte von $n^2 L^2 C$ und auf der Abszisse l^2 auftragen. Denn die Gleichung

$$n^2 L^2 C = -\frac{k^2}{16\pi^2 A^2} \cdot l^2 + \frac{L}{4\pi^2 C}$$

hat die Form

$$y = a \cdot x + b$$

und stellt also eine gerade Linie dar. Für einen konstanten Bogenstrom A sollten alle Linien dieselbe Neigung, $-k^2/16\pi^2 A^2$, haben.

Die berechneten Resultate sind in Tabelle 10 dargestellt, und in Fig. 1 sind alle Beobachtungen Vollmers zu 2,7 Ampere in demselben Maßstabe aufgezeichnet, um die Übereinstimmung mit der Forderung der Gleichung (13), daß alle geraden Linien dieselbe Neigung haben, zu zeichnen.

Tabelle 10 (Fig. 1).

l^2	$n^2 L^2 C$							
	Tab. 2	Tab. 3	Tab. 4	Tab. 5	Tab. 6	Tab. 7	Tab. 8	Tab. 9
0,0225						0,766		
0,036								
0,090		13,403	4,437		2,176	0,744		0,303
0,203					2,167			0,299
0,360		13,389	4,413		2,156	0,727		
0,5625						0,7104		
0,81		13,375	4,410		2,148	0,699		0,286
1,21				5,841				
1,44	34,11	13,367	4,404	5,829	2,140	0,684	0,777	0,279
1,82				5,817				
1,96							0,767	
2,25			4,368	5,801	2,121	0,672	0,756	0,269
2,89							0,748	0,261
3,24	34,08	13,330	4,341	5,786	2,113	0,6494		
4,41		13,323	4,328		2,096	0,627		
5,76	34,06	13,302	4,297		2,061	0,611		
7,29	34,01	13,286						
9,00		13,261	4,271					
10,89	33,99	13,261						
12,96	33,94		4,240					
15,21			4,160					

Der Grund für die Änderung des Wertes d und dV/dA mit der Kapazität liegt zum Teil in dem größeren Schwingungsstrom, der durch den Bogen fließt, wenn der Kondensatorkreis eine größere

Fig. 1.

Kapazität hat. Der Wert A in der Formel ist nicht der Generatorstrom I_g, den Vollmer in seinen Experimenten konstant hielt, sondern der effektive Bogenstrom, $A = \sqrt{I_g^{\,2} + i^2}$, wie ihn ein Hitzdraht Wechselstrommesser angeben würde. Das ist jedoch nicht genügend, um die ganze Wirkung zu erklären, und die übrigen Ursachen können

zum Teil aus der Oberflächenverteilung des Stromes in dem Bogendampfe, die seinen Widerstand gegen den Schwingungsstrom mit der Frequenz ändert, und zum Teil aus einer wirklichen Veränderung der charakteristischen Volt-Ampere-Kurve, die durch eine Änderung der Kapazität und der Ladungszeit der Kondensatorkreise bedingt ist, erklärt werden.

Es ist bemerkenswert, daß die Formel in ihrer vollständigen Form der Gleichung (11) (Physical Review **27**, 128, 1908)

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{(W-(c+l\,d)/A)^2}{4L^2}}$$

eine Zunahme der Frequenz mit zunehmendem Widerstand in den Schwingungskreis voraussagt, da eine Zunahme von W das zweite Glied des Radikanden kleiner oder gleich Null machen würde. Diese Tatsache stand in Widerspruch mit der Theorie der Lichtbogenschwingungen, die auf mechanischen Analogien gestützt waren, bei denen die Frequenz immer durch Reibung herabgesetzt wurde. Aber die Voraussage hat sich nun durch die experimentelle Ergebnisse Vollmers erfüllt. Er fand (Jahrb. 3, 143), daß bei eingeschaltetem Widerstand für gleiches I_g und gleiches V die Wellenlänge kleiner und die Frequenz größer wird.

Der Einfluß der vernachlässigten Konstante c wird bemerkt, wenn die Bogenlänge l sehr klein wird, und ist klar zu sehen in den Kurvenpunkten bei kleiner Bogenlänge in den Kurven *3*, *4* und *6* von Fig. 1.

Wenn die Formel, die mit den Resultaten alle Experimente über die Frequenz der Lichtbogenschwingungen von Banti, Ascoli und Manzetti, Maisel, Blondel, Simon, Austin und mir übereinstimmt, durch die einfache Substitution $d = k/\sqrt{C_1}$ erweitert wird, um die weiten Grenzen Vollmers Versuchsreihen einzuschließen, dann ist sicherlich eine Kritik „Praktisch ist durch die Formel von Nasmyth nichts gewonnen" etwas streng.

Wenn die Formel keinen anderen Wert hätte, so hat sie doch, wie wir gesehen haben, einen Nutzen, nämlich, sie setzt uns, wie alle physikalischen Gesetze, in den Stand, alle bekannten Tatsachen über die Frequenz der Lichtbogenschwingungen kurz auszudrücken.

(Schluß folgt.)

Über die Strahlung einer geneigten Antenne.

(Su la radiazione di un'antenna inclinata.)

Von **Antonio Garbasso.**

1. In der letzten Zeit ist man wieder an das Problem der von einer geneigten Antenne ausgesandten Strahlung herangegangen und hat über dieses auffallend auseinandergehende Ansichten geäußert.

Es gelingt nicht einmal, festzustellen, ob eine solche Antenne nach vorn (das heißt normal zur Vertikalebene, in der sie liegt) oder seitlich (das heißt in dieser Ebene) in gleicher Entfernung eine größere Wirkung ausübt.

Dabei ist die Lösung des Problems einfach und sicher und ergibt sich unzweideutig aus einer einfachen Rechnung.

2. Wir wollen die Gleichungen des elektromagnetischen Feldes in Zylinderkoordinaten in der Form

$$\left.\begin{aligned} A\,\varrho\,\frac{\partial \mathfrak{M}_\varrho}{\partial t} &= \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial \theta} - \frac{\partial(\varrho\,\mathfrak{E}_\theta)}{\partial z}, \\ A \cdot \frac{\partial \mathfrak{M}_\theta}{\partial t} &= \frac{\partial(\mathfrak{E}_\varrho)}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial \varrho}, \\ A\,\varrho\,\frac{\partial \mathfrak{M}_z}{\partial t} &= \frac{\partial(\varrho\,\mathfrak{E}_\theta)}{\partial \varrho} - \frac{\partial \mathfrak{E}_\varrho}{\partial \theta}, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} A\,\varrho\,\frac{\partial \mathfrak{E}_\varrho}{\partial t} &= \frac{\partial(\varrho\,\mathfrak{M}_\theta)}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{M}_z}{\partial \theta}, \\ A \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}_\theta}{\partial t} &= \frac{\partial \mathfrak{M}_z}{\partial \varrho} - \frac{\partial \mathfrak{M}_\varrho}{\partial z}, \\ A\,\varrho\,\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial t} &= \frac{\partial \mathfrak{M}_\varrho}{\partial \theta} - \frac{\partial(\varrho\,\mathfrak{M}_\theta)}{\partial t} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

schreiben. Den Gleichungen (1) und (2) genügen wir, wenn wir

$$\Sigma = \frac{T I l}{2\pi}\left[\frac{2\pi A}{T}\cos\frac{2\pi}{T}(t - A r) + \frac{\sin\frac{2\pi}{T}(t - A r)}{r}\right]\frac{\varrho^2}{r^2} \qquad (3)$$

und ferner

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{M}_\varrho &= 0,\\ \varrho\,\mathfrak{M}_\theta &= -A\frac{\partial\Sigma}{\partial t},\\ \mathfrak{M}_z &= 0,\end{aligned}\right\}\quad(4)$$

$$\left.\begin{aligned}\varrho\,\mathfrak{E}_\varrho &= -\frac{\partial\Sigma}{\partial z},\\ \mathfrak{E}_\theta &= 0,\\ \varrho\,\mathfrak{E}_z &= \frac{\partial\Sigma}{\partial\varrho}\end{aligned}\right\}\quad(5)$$

setzen.

Die Gleichung (3) und die zweite Gleichung des Systems (4) liefern die Gleichung

$$\mathfrak{M}_\theta = \frac{I\,l\,A}{\varrho}\left[\sin\frac{2\pi}{T}(t-A\,r) - \frac{\cos\frac{2\pi}{T}(t-A\,r)}{r}\right]\frac{\varrho^2}{r^2}$$

und, wenn r gegenüber der Wellenlänge $\left(\frac{T}{A}\right)$ klein ist,

$$\mathfrak{M}_\theta = -A\,\frac{I\,l\cos\frac{2\pi t}{T}}{r}\cdot\frac{\varrho}{r}.$$

In Worten: Das Feld ist das eines im Koordinatenanfangspunkte befindlichen Stromelementes mit der Richtung der positiven z-Achse, der Länge l und der (veränderlichen) Stromstärke

$$I\cos\frac{2\pi t}{T}.$$

Für große Werte von r geht die Gleichung (3) über in die Gleichung

$$\Sigma = I\,l\,A\cos\frac{2\pi}{T}(t-A\,r) \tag{3'}$$

und liefert das System

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E} &= \frac{2\pi\,I\,l\,A^2}{T\quad r}\sin\frac{2\pi}{T}(t-A\,r)\cdot\cos\lambda,\\ \mathfrak{M} &= \frac{2\pi\,I\,l\,A^2}{T\quad r}\sin\frac{2\pi}{T}(t-A\,r)\cdot\cos\lambda,\end{aligned}\right\}\quad(6)$$

wo λ die Breite bedeutet.

3. Wir wollen nun annehmen, das im Abschnitt 2 untersuchte Stromelement rotiere in der Ebene $\theta = 0$ von dem Winkel φ aus im Sinne abnehmender λ. Es handelt sich nun um die Bestimmung der in der Entfernung hervorgerufenen elektrischen und magnetischen Kräfte.

Zu diesem Zwecke beachten wir, daß nach (6)

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E} &= \frac{2\pi I l A^2}{T\ \ r} \sin\frac{2\pi}{T}(t - A r) \cdot \sin(r, z), \\ \mathfrak{M} &= \frac{2\pi I l A^2}{T\ \ r} \sin\frac{2\pi}{T}(t - A r) \cdot \sin(r, z), \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

ist. Physikalisch betrachtet ist aber (r, z) der Winkel zwischen dem Radiusvektor und der Stromrichtung. Wir müssen daher (r, z) durch den neuen Wert des Winkels (r, l) ersetzen.

Es wird:

$$\sin(r,l) = \sqrt{1 - \sin^2\lambda\cos^2\varphi - \cos^2\lambda\cos^2\theta\sin^2\varphi - 2\sin\lambda\cos\lambda\cos\theta\sin\varphi\cos\varphi}.$$

4. Nunmehr gestattet das Poyntingsche Theorem, ohne weiteres die durch irgendeine Fläche σ seitens unseres Luftleiters während einer vollen Schwingung ausgestrahlte Energie zu berechnen.

Es wird:

$$W = \int_0^T dt \int_\sigma \frac{\mathfrak{E}\,\mathfrak{M}\cos(p, n)}{4\pi A} d\sigma, \quad (8)$$

wenn wir mit p das Lot auf die Ebene $(\mathfrak{E}, \mathfrak{M})$ und mit n die Normale zum Element $d\sigma$ bezeichnen.

Um die Rechnung weiter zu führen, wollen wir annehmen, σ gehöre einer Kugel vom Halbmesser R an. Dann erhalten wir ohne weiteres:

$$\int_0^T \sin^2\frac{2\pi}{T}(t - A R)\, dt = \frac{T}{2},$$

und folglich mit Hilfe von (7) und (8):

$$W = \frac{\pi I^2 l^2 A^3}{2 T R^2} \int_\sigma \sin^2(r, l) \cdot d\sigma =$$

$$= \frac{\pi I^2 l^2 A^3}{2 T} \int\int \sin^2(r, l) \cdot \cos\lambda \cdot d\theta\, d\lambda. \quad (9)$$

Wir lassen λ sich von $-\alpha$ bis $+\alpha$ ändern unter der Voraussetzung, daß die Grenzen sehr klein sind.

Dann erhalten wir ohne weiteres:

$$W = \frac{\pi I^2 l^2 A^3 \alpha}{T} \int (1 - \cos^2 \theta \sin^2 \varphi)\, d\theta,$$

und wenn wir jetzt über θ zwischen den Grenzen $\theta - \beta$ und $\theta + \beta$ integrieren, so erhalten wir:

$$W = \frac{2\pi I^2 l^2 A^3 \alpha \beta}{T}(1 - \cos^2 \theta \sin^2 \varphi) =$$

$$= \frac{\pi I^2 l^2 A^3 \sigma}{2 T R^2}(1 - \cos^2 \theta \sin^2 \varphi). \qquad (10)$$

5. Aus Gleichung (10) ergibt sich:

$$(W)_{\theta=0} = \frac{\pi I^2 l^2 A^3 \sigma}{2 T R^2} \cos^2 \varphi,$$

$$(W)_{\theta=\frac{\pi}{2}} = \frac{\pi I^2 l^2 A^3 \sigma}{2 T R^2},$$

und somit:

$$(W)_{\theta=0} = \cos^2 \varphi \cdot (W)_{\theta=\frac{\pi}{2}}\text{[1]}. \qquad (11)$$

„Eine geneigte Antenne sendet nach vorn eine größere Energiemenge aus als seitlich". Man sieht auch leicht, daß die Emission nach vorn am größten und nach der Seite am kleinsten ist.

Sucht man den Ort des Punktes, in dem eine bestimmte Fläche σ, die zur Fortpflanzungsrichtung senkrecht steht, eine bestimmte Energiemenge empfängt, so braucht man nur

$$\frac{1 - \cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{\varrho^2} = \text{konst.} = a^2$$

oder in kartesischen Koordinaten.

$$x^2 \cos^2 \varphi + y^2 = a^2 (x^2 + y^2)^2 \qquad (12)$$

zu setzen.

1) Dieses Ergebnis erhält man auch ohne Rechnung, wenn man beachtet, daß von der Antenne nur die zur Fortpflanzungsrichtung senkrechte Komponente nutzbar ist.

Setzt man:

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{\cos\varphi}{a}, \\ B &= \frac{1}{a}, \end{aligned}\right\}$$

so wird aus der Gleichung (12) die Gleichung

$$A^2 x^2 + B^2 y^2 = (x^2 + y^2)^2. \tag{13}$$

Die Kurve (13) ist symmetrisch in bezug auf den Anfangspunkt und auf die Richtungen $\theta = 0$ und $\theta = \frac{\pi}{2}$. Die Achsen haben die Werte $2A$ bzw. $2B$, und es ist stets

$$A < B.$$

Wenn insbesondere die Antenne um 45^0 geneigt ist, so ergeben die Gleichungen (11) und (13):

$$(W)_{\theta=0} = \frac{1}{2}(W)_{\theta=\frac{\pi}{2}}, \tag{11'}$$

$$x^2 + 2y^2 = 2a^2(x^2 + y^2). \tag{13'}$$

Die Linie (13′) wird für einen passenden Wert der Konstanten durch die beigefügte Figur dargestellt. Diese gleicht vollkommen den

Diagrammen, die Artom mit einem Luftleitergebilde erhalten hat, das aus zwei in gleicher Weise gegen den Horizont geneigten Antennen bestand wie die, welche unserer Berechnung zugrunde liegt.

(Nach Lincei Rendic. (5) **19** [1], 721—728, 1910 aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 1. Juli 1911.)

Zweiter Beitrag zur Frage nach den Strahlungsfähigkeiten der Antennen.

(Secondo contributo circa le facoltà radiative delle antenne.)

Von **P. Barreca.**

I.

Im Nuovo Cimento vom November-Dezember 1909[1]) und im Jahrb. **4**, 1910[2]) habe ich das Strahlungsvermögen einer radiotelegraphischen Antenne für ungedämpfte Schwingungen gemessen (wobei ich es übrigens zugleich mit dem Ohmschen Widerstande ausgewertet habe). Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, ein Verfahren anzugeben, um einen analogen Koeffizienten für gedämpfte Schwingungen zu messen, einen Koeffizienten, der auch ähnliche Eigenschaften hat, nämlich:

a) sich in geometrisch ähnlichen Antennen, bei denen die Ohmschen Widerstände vernachlässigt werden können, nicht ändert;
b) mit dem Quadrate der Effektivstromstärke im Bauche (Erddraht) multipliziert die ausgestrahlte Leistung ergibt.

Hierzu bemerken wir, daß angenommen wird, daß die Antenne ohne Oberschwingungen mit ihrer Eigenfrequenz und ihrer natürlichen Dämpfung schwingt. Was den Effektivwert der Stromstärke im Bauche, nämlich die Wurzel von

1) P. Barreca, Considerazioni sulla potenza irradiata da un' antenna radiotelegrafica e misurazione sperimentale in un caso. N. Cim., Nov.-Dez. 1909.

2) P. Barreca, Betrachtungen über die seitens einer radiotelegraphischen Antenne ausgestrahlte Leistung und experimentelle Messung an einem speziellen Falle. Jahrb. **4**, 31, 1910.

$$\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} i^2 \, d\, t$$

angeht, so läßt sich diese während eines Zeitraumes $(t_2 - t_1)$ berechnen, der mehrere Züge gedämpfter Schwingungen mit den dazwischen liegenden Pausen umfassen kann, oder auch einen einzigen, oder schließlich eine einzige Periode. Das entsprechende Produkt wird dann entweder die mittlere Leistung während der Zeit $(t_2 - t_1)$ geben, oder die mittlere Leistung während eines einzigen Zuges, oder während einer einzigen Periode usf., wie es sich übrigens von selbst versteht.

Diese und einige andere Sätze, die sich daraus ableiten ließen, erhält man ohne weiteres aus der Definition, oder man kann sie leicht auf Grund der Analogie mit den entsprechenden Beweisen für das Strahlungsvermögen bei ungedämpften Schwingungen beweisen.

II.

Das Meßverfahren, das den Gegenstand der vorliegenden Mitteilung bildet, gründet sich auf Betrachtungen über die bekannte Kelvinsche Gleichung

$$L \frac{d^2 q}{d\, t^2} + R \frac{d\, q}{d\, t} + \frac{1}{C} q = 0$$

(in bekannter Bezeichnung geschrieben), deren Anwendung nur auf solche Oszillatoren berechtigt ist, bei denen Kapazität und Selbstinduktion in bestimmten Organen konzentriert sind, so daß die Ströme stationär sind, frei von Knoten und Bäuchen, also q in sämtlichen Punkten des Leiters dasselbe ist. Der Gleichung liegt überdies die Voraussetzung zugrunde, daß der Oszillator nicht strahlt oder streut, außer infolge des Ohmschen Widerstandes. Die Größen L und C sind definiert wie bei niedriger Frequenz.

Auf Antennen (die drahtförmig und offen sind) sind wir nicht ohne weiteres berechtigt, die vorstehende Gleichung anzuwenden, wenn wir uns gegenwärtig halten, daß für einen einfacheren Fall, wo eine Strahlung vorhanden ist, die Ströme aber noch stationär sind (Hertzscher Bipol) die analoge Differentialgleichung in der Schreibweise von M. Abraham[1]) von der dritten Ordnung ist.

Wenn wir aber besondere Vereinbarungen treffen, so können wir

1) M. Abraham, Die Theorie der Elektrizität 2, 70, Gleichung (58b). Siehe auch: R. Rüdenberg, Der Empfang elektrischer Wellen. Ann. d. Phys. (4), 1908, Heft 3, S. 446.

die oben angegebene Gleichung noch benutzen; die Erfahrung zeigt nämlich zweifelsfrei, daß der Strom in einem festen Punkte der Antenne noch sinusförmig gedämpft ist, und daraus folgt also, daß, sofern wir unsere Aufmerksamkeit auf ein besonderes q richten und den Koeffizienten der Gleichung passende Werte und Bedeutungen beilegen, die übrige Gleichung noch streng verwenden läßt.

Wir wollen also schreiben:

$$(L + l)\frac{d^2 q}{d t^2} + (R + \beta)\frac{d q}{d t} + \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{c}\right) q = 0 \tag{I}$$

wo wir uns auf die Elektrizitätsmenge q beziehen wollen, die von einem bestimmten Augenblicke ab durch den Querschnitt im Bauche (Erddraht) hindurchgegangen ist, und wo L und C Selbstinduktionen und Kapazitäten darstellen, die bei niedriger Schwingungszahl auf irgendeine Weise gemessen worden sind, auf die näher einzugehen für uns kein Interesse hat, da uns im folgenden nur die (algebraischen) Summen $(L + l)$ und $\left(\frac{1}{C} + \frac{1}{c}\right)$ interessieren werden.

Es wird sich empfehlen, diese beiden Summen nicht mit den einfachen Ausdrücken „Selbstinduktion und reziproker Wert der Kapazität bei hoher Frequenz" zu bezeichnen, denn sofern wir diesen Bezeichnungen keine weiteren Erklärungen hinzufügen, könnten Mißverständnisse entstehen. Wenn wir sie jedoch als „Selbstinduktion des Systems Antenne—Erde, wenn es mit seiner Eigenperiode und seiner natürlichen Eigendämpfung schwingt", beziehungsweise als „Reziproker Wert der Kapazität des Systems usw." bezeichnen, so werden sich keine Unzuträglichkeiten einstellen.

Was nun das zweite Glied angeht, so wird, wenn wir uns dahin einigen, R die Bedeutung des Widerstandes bei geringer Frequenz beizulegen (der irgendwie in geeigneter Weise präzisiert sei), β alles das zusammenfassen, was von der effektiven Stromverteilung auf die verschiedenen Fäden eines und desselben Bündels herrührt (einer Verteilung, die von der angenommenen natürlich verschieden sein kann), was von der Widerstandsänderung infolge des Skineffektes und infolge des Umstandes, daß der Strom nicht stationär ist, herrührt, und schließlich das, was von der Strahlung herrührt.

Es empfiehlt sich statt dessen, unter R den Widerstand bei hoher Frequenz und bei der effektiven Stromverteilung sowie bei nicht stationären Strömen zu verstehen; in diesem Falle wird uns der Koeffizient β (der dieselben Dimensionen hat wie R) das *Strahlungs-*

vermögen für gedämpfte Wellen liefern, von dem oben die Rede war.

Wir wollen die Gleichung (I) als „Pseudo-Kelvinsche Gleichung" bezeichnen, weil sie bei veränderter Definition sämtlicher Symbole künstlich das Aussehen der Kelvinschen annimmt.

Nun ist in einer Gleichung von diesem Typus die Dämpfung $n\,\Delta$ bekanntermaßen die Hälfte des Verhältnisses des zweiten Koeffizienten zum ersten, also

$$\beta + R = 2n\,\Delta(L + l) \tag{1}$$

wo die Frequenz n und das Dekrement Δ experimentell mit dem Kymometer zu bestimmen sind.

Wir wiederholen die Versuche und ersetzen dabei im Erddrahte einige Meter Kupferseil durch eine gleiche Länge eines Drahtes aus Manganin oder einer anderen Legierung, so daß wir, ohne $(L + l)$ merklich zu ändern, einige Ohm (r) hinzufügen. Dann werden wir erhalten:

$$\beta + R = 2n'\,\Delta'(L + l) - r \tag{2}$$

wo r bei hoher Frequenz genommen ist, und wo n' und Δ' die neuen Werte von n und Δ sind. Aus diesen beiden Gleichungen erhalten wir das System der beiden Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} (L + l) &= \frac{r}{2(n'\,\Delta' - n\,\Delta)} \\ (\beta + R) &= \frac{n\,\Delta}{n'\,\Delta' - n\,\Delta}\, r \end{aligned}\right| \tag{3}$$

(wir könnten auch $\left(\frac{1}{C} + \frac{1}{c}\right)$ aus ihnen erhalten), deren zweite das Problem löst.

Bei der praktischen Anwendung der Methode wird es sich empfehlen, zur Vorherbestimmung des Widerstandes r bei hoher Frequenz lieber das von Fleming[1]) angegebene kalorimetrische Verfahren und zur Messung der Dekremente Δ und Δ' das Marconische Dekrementimeter zu benutzen, das mit einer einzigen Ablesung und mit ganz loser Koppelung zu arbeiten gestattet.

---

1) Fleming, Electrician 17. Dez. 1909, 11. Febr. 1910.

III.

Man erhält somit die Summe aus dem Strahlungsvermögen β und dem Ohmschen Widerstand bei hoher Frequenz R. Wir eliminieren diesen letzteren, indem wir seinen metallischen Teil auswerten und den Erdwiderstand in folgender Weise messen:

Man kann den Widerstand bei hoher Frequenz (und stationären Strömen) für einen Meter des Seiles, aus dem das Luftleitergebilde besteht, messen, sofern man ihn nicht im voraus kennt[1]). Man setzt dann nach Gutdünken eine Stromverteilung unter den Drähten fest, die man als in Parallele wirkend betrachten muß. Wenn die Drähte (wie es oft der Fall ist) gleich und gegenüber den übrigen Teilen und der Erde in gleicher Weise angeordnet sind, oder wenn sie einander nahe sind, so daß sie sich hinsichtlich ihrer Lage wenig voneinander unterscheiden, so wird man diese Verteilung zu gleichen Teilen vornehmen können. Schließlich bestimmt man nach Gutdünken die Werte des nicht stationären Stromes in den aufeinanderfolgenden Abschnitten des Drahtes[2]), wo die Stromstärke $\frac{1}{m}$ der im Bauche herrschenden ist, und berechnet nur $\frac{1}{m}$ des Widerstandes des Abschnittes.

Da in einer gut konstruierten Antenne der Widerstand, den man auf diese Weise wird auswerten müssen, sich auf wenige Zehntel Ohm belaufen wird, so werden wir uns mit dieser angenäherten Schätzung zufrieden geben können.

Was den Widerstand der Erde bei hoher Frequenz angeht, so wird man ihn in folgender Weise messen:

Streng genommen, müßte er sich bei einer gegebenen Frequenz mit dem Typus des Luftleiters, zu dem die Erde verwandt wird, ändern, weil die Stromfäden sich im Boden so verteilen müssen, daß sie (sozusagen) die Stromverteilung in den Luftleiterteilen widerspiegeln. Wenn wir indessen beobachten, daß (analog wie es bei einer Erde für

---

1) Fleming, a. a. O.

2) Für einen vertikalen geradlinigen Draht (eine einfache Antenne) oder für ein Bündel solcher, das am oberen Ende nicht mit anderen verbunden ist, nimmt der Strom bekanntlich vom Fuße bis zur Spitze wie in einem geradlinigen Oszillator ab, der ungefähr eine Viertelwellenlänge umfaßt, also in der Weise, daß in der Höhe x die Stromstärke $\cos \frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{l}$ ist, wo l die ganze Höhe ist.

Gleichstrom der Fall ist) der Widerstand vorwiegend innerhalb eines Umkreises von einigen zwanzig Metern von der Platte aus liegt (so daß der Widerstand der übrigen Teile der Generationszone vernachlässigt werden kann), so schließen wir, daß (bei gegebener Frequenz) der Widerstand sich mit dem Typus des Luftleiters nicht merklich ändern kann. Dies gilt zum mindesten sicher für sehr hohe Luftleiter, die innerhalb eines Umkreises von mindestens dreißig bis vierzig Metern keine Verzweigungen haben, welche sich dem Boden allzu sehr nähern. Überdies sind die Ströme im Boden nicht stationär, so daß der Widerstand jener Teile des Erdreiches, die vom Erdungspunkt (oder von den zentralen Teilen der gegenwärtig benutzten Oberflächennetze) weit entfernt liegen, noch mehr an Bedeutung verliert.

Wir ordnen also eine Antenne mit einfachem senkrechten Draht an und verbinden sie an Stelle des Luftleitergebildes, das uns interessierte, mit unserer Erde; dann nehmen wir die Messung von $(\beta + R)$ vor. Nun kennen wir für diesen Luftleitertypus a priori die ausgestrahlte Energie auf Grund der bekannten Rechnung von M. Abraham, die zu dem Schlusse führt, daß $\beta = 36{,}6$ Ohm ist[1]), und außerdem können wir den Widerstand des metallischen Teiles hier streng (siehe die vorige Fußnote) berechnen; somit erhalten wir den Widerstand der Erde.

Soviel mir bekannt ist, ist dies die erste Methode, Erden bei hoher Frequenz zu messen. Ein Nachteil dieser Methode kann im

1) M. Abraham, Theorie der Elektrizität 2, 290 (2. Aufl.), 1908, gibt für die mittlere Leistung, die ein Metalldraht ausstrahlt, der so schwingt, daß er eine halbe Wellenlänge enthält, den Wert $2{,}44\, c \cdot J^2$ an, wo J die Effektivstromstärke im Bauch ist und c die Geschwindigkeit, beide in elektromagnetischen [CGS]-Einheiten. Für einen Draht, der eine Viertelwellenlänge beherbergt, würde also $\beta = 1{,}22\, c$ in elektromagnetischen Einheiten sein, also $= 36{,}6$ Ohm. Diese Zahl setzt, wie in den Rechnungen von Abraham, voraus, daß die einfache Antenne genau $^1/_4$ der Wellenlänge enthält, die der in der Luft fortschreitenden Welle entspricht; wenn man indessen an eine solche Antenne ein Kymometer bringt, so findet man, daß man je nach der Drahtstärke zuweilen nicht mit $^1/_4$, sondern mit $^1/_{4,1}$ bis $^1/_{4,3}$ rechnen muß (Tissot, Eclair. électr. 26. Nov. 1904, S. 350). Es wird daher ratsam sein, diese Messung mit verschiedenen Drahtstärken zu wiederholen und durch Extrapolation das Resultat zu berechnen, das einem unendlich dünnen Drahte entsprechen würde. Weiter ist es notwendig, daß die Erde wenigstens in der Umgebung der Antenne mäßig reflektiert (um den Voraussetzungen von Abraham nahe zu kommen). Schließlich werden auch die verschiedenen hygrometrischen Verhältnisse einen Einfluß auf die Ergebnisse in einem Grade haben, dessen Bestimmung durch verschiedene Messungen nützlich sein wird.

Falle von Luftleitern mit großer Wellenlänge entstehen, weil eine sehr hohe Stütze nötig sein würde, um einen solchen mit einer einfachen vertikalen Antenne herzustellen. Man kann die Schwierigkeit dadurch umgehen, daß man das Strahlungsvermögen des uns interessierenden Luftleiters nicht direkt bestimmt, sondern an einem kleineren geometrisch ähnlichen.

Ist β bekannt, so wird man auch $\frac{\beta}{R + \beta}$, also den Wirkungsgrad der Antenne, berechnen können.

IV.

Bemerkung.

Bei der Ableitung der Formel (3) ist angenommen, daß die Einschaltung des Zusatzwiderstandes r die Gestalt der Kraftröhren, also die Verteilung der Potentiale auf der Antenne, nicht verändert, und somit auf die Koeffizienten der Pseudo-Kelvinschen Gleichung ohne Einfluß ist. Nun findet, streng genommen, eine solche Änderung statt, aber sie muß für ein nicht übermäßig großes r zu vernachlässigen sein, denn die Antenne ist (auch wenn man sie mit direkter Erregung schwingen läßt) in Resonanz, das heißt es befinden sich weit von ihr beträchtliche wattlose Potentiale, während die durch Widerstand verzehrten Spannungen, die genutzt werden, nicht sehr groß sind.

Jedenfalls verändere man, nachdem man eine Messung von β ausgeführt hat, r ein wenig (beispielsweise auf die Hälfte oder auf das Doppelte) und wiederhole die Messung, um sich zu überzeugen, ob die beiden Ergebnisse praktisch übereinstimmen, das heißt ob die durch den Widerstand r eingeführte Störung vernachlässigt werden kann. Wo dies nicht der Fall sein sollte, könnte man den Versuch erneuern oder aus einer Reihe von Beobachtungen durch Extrapolation den Wert von β berechnen, der dem Werte $r = 0$ entspricht.

V.

Die Mitteilung, die ich am 18. November 1910 in der Abteilung Rom der Associazione Elettrotecnica Italiana verlesen habe, enthielt hier einen bibliographischen Anhang über die Frage der seitens einer Antenne ausgestrahlten Leistungen. In diesem Anhang hatte ich die Ergebnisse der verschiedenen Arbeiten kurz zusammengefaßt und einander gegenübergestellt.

Während der Korrektur der Druckbogen hat es sich jedoch heraus-

gestellt, daß dieser Anhang, wenn ich eine solche Gegenüberstellung wirklich nutzbringend gestalten wollte, eine übermäßige Ausdehnung annahm; ich habe es zunächst für zweckmäßig erachtet, ihn auf die folgende einfache Aufzählung zu reduzieren:

Ich verzeichne das, was die richtenden Eigenschaften, also die Verschiedenheit in der Ausstrahlung unter verschiedenem Azimuth und verschiedenem Zenithabstand betrifft, hier nicht.

Nach dem bekannten empirischen Gesetz von Marconi, das sich auf die damals gebräuchlichen Apparate mit Kohärer und einem Paare gleicher Antennen bezog und aussagte, daß die größten Reichweiten sich wie die Quadrate der Höhen verhalten, und nach der bekannten Rechnung von M. Abraham für die oben angeführte geradlinige Antenne sind zu nennen:

1. Taylor and Duddell, Journ. Inst. of Electric. Engineers **35**, 221, 1905. Referat im Juniheft des Electrician 1905, S. 260.

2. F. Schmidt, Über den Einfluß der Höhe von Sende- und Empfangsantenne auf die Strahlungswirkung elektrischer Wellen. Dieses Jahrb. 1907, S. 483.

3. Sir O. Lodge and Muirhead, Syntonic Wireless Telegraphy; with specimens of large scale measurements. Proc. Roy. Soc. A. **82**. — Über die allgemeinen Prinzipien der abgestimmten drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Dieses Jahrb. Oktober 1909, S. 1.

4. F. Kiebitz, Versuche über drahtlose Telegraphie mit verschiedenen Antennenformen. Ann. d. Phys. (4), 1910, Heft 10, S. 941.

5. C. Fischer, Strahlungsdekrement, wirksame Kapazität und Selbstinduktion einer Antenne. Ann. d. Phys. (4), 1910, S. 979.

Die vorgenannten fünf Arbeiten haben experimentellen Charakter.

6. R. Rüdenberg, Der Empfang elektrischer Wellen. Ann. d. Phys. (4), 1908, Heft 3, S. 446.

Eine gedrängte Zusammenfassung der Sätze dieses Verfassers findet sich in der Arbeit von Barkhausen, Funken oder Lichtbogen? dieses Jahrb. **2**, 41, 1908.

7. J. Fleming in einer Mitteilung an die Institution of Electrical Engineers in Electrician vom 17., 24. und 31. Dezember 1909 und kurz in Lumière électrique vom 17. April 1910.

8. Mit der Frage in Verbindung stehen bekannte Rechnungen von Poincaré und zwei Arbeiten von Bethenod, Über den Empfang elektromagnetischer Wellen in der Radiotelegraphie. Dieses Jahrb. **2**, 603, 1909; **3**, 302, 1910.

Formeln, die auf diesen Fall des Empfanges anwendbar sind, aber besonders gekoppelte Schwingungskreise betreffen, finden sich bei:

9. Pedersen, Über den Empfang kontinuierlicher elektromagnetischer Wellen usw. Dieses Jahrb. **3**, 250, 1910.

In der unter 5. aufgezählten Arbeit von C. Fischer wird ohne weiteres angenommen, daß auf Grund der Versuchsergebnisse die Auflösungsformeln der Kelvinschen Gleichung für die Antennen gültig seien, und es werden die entsprechende Selbstinduktion und Kapazität nach einer Methode berechnet, die der in dieser Mitteilung enthaltenen entspricht, jedoch unter Vernachlässigung des Einflusses des strahlenden und des Ohmschen Widerstandes auf die Frequenz, was nicht immer zulässig sein wird. Bezüglich des Strahlungsvermögens verfährt Fischer indessen auf ganz andere Weise; er ersetzt nämlich die Antenne durch einen geschlossenen Oszillator von gleicher Frequenz (durch Abzweigen eines geschlossenen Kondensators an Stelle der Antenne selbst) und nimmt an, daß dieser der Antenne äquivalent ist, und zwar:

„Der Widerstand dieses Kreises ist sehr nahe gleich dem der Antennenordnung, indem der Widerstand der beiden Luftleiter[1]) sehr klein vorausgesetzt werden darf, teils wegen des großen Querschnittes ..." Das kann im allgemeinen Falle zweifelhaft und insbesondere für wenig strahlende Antennen nicht ganz erlaubt sein. Fischer mißt das Dekrement des Kreises, der den Kondensator enthält und sieht die Differenz der beiden Dekremente als nur der Strahlung entsprechend an.

(Nach Atti Assoc. Elettrot. Ital. **14** (6), Nov.—Dez. 1910, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Das Luftleitergebilde und das von ihm benutzte Gegengewicht.

(Eingesandt 25. Februar 1911.)

Referate.

B. Macků, Über den Einfluß des frühzeitigen Auslöschens des Funkens auf Dämpfungsmessungen. Ann. d. Phys. **34**, 941, 1911.

In der üblichen Theorie der Dämpfungsmessungen wird vorausgesetzt, daß die Entladung durch eine Funkenstrecke bis zu unendlich kleinen Amplituden fortgesetzt wird, obwohl sie in Wirklichkeit bei

einer endlichen Amplitude aufhört, d. h. der Funke lischt gegenüber der theoretischen Voraussetzungen frühzeitig aus.

Wird dieser Umstand auch bei der Rechnung berücksichtigt, dann gibt eine solche Theorie folgende Resultate.

Ein frühzeitiges Auslöschen des Funkens verursacht eine Deformation der Resonanzkurve, und zwar eine solche, daß die aus derselben gefundenen Dämpfungsdekrementen zu groß ausfallen, und daß die Werte derselben vom Gipfel abnehmen (für ein spätes Auslöschen nur bis zu gewisser Höhe, von welcher sie wieder zunehmen).

Die Deformation hängt von der Dämpfung des Meßkreises in der Weise ab, daß sie am größten ist, wenn diese gegenüber der Primärdämpfung klein wird. Ist p die prozentuale Potentialamplitude, bei welcher das Auslöschen des Funkens stattfindet, dann resultiert aus der Resonanzkurve ein um etwa $4 \cdot 7\, p\, \%$ größerer Wert für das mittlere[1]) Dämpfungsdekrement.

Mit wachsender Sekundärdämpfung nimmt die Deformation ab, und die Resonanzkurve wird fast normal, sobald die Sekundärdämpfung der Primärdämpfung etwa gleich geworden ist (vorausgesetzt daß $p < 0 \cdot 07$ ist). Auf Grund dieser Eigenschaft der Deformation kann der wahre Wert der Dämpfung, die scheinbare, durch frühzeitiges Auslöschen bewirkte Änderung derselben sowie auch die prozentuale Amplitude bzw. die Zeit, bei welcher das Auslöschen stattfand, gefunden werden.

Für die Dämpfungsmessungen an Oszillatoren, welche einen Funken enthalten, ergibt sich aus diesem die wichtige Regel, die Dämpfung des Meßkreises nicht möglichst klein (wie er üblich angegeben wird) sondern etwa der gemessenen Dämpfung gleich zu wählen. Dadurch können nämlich die, aus dem frühzeitigen Auslöschen des Funkens herrührenden Fehler ausgeschlossen werden.

Mit diesen wichtigsten Ergebnissen der Theorie stimmen auch die Messungen genügend überein und sie zeigen besonders, daß auch bei gebräuchlichen Anordnungen der Funkenstrecke bedeutende, durch frühzeitiges Auslöschen des Funkens verursachte Fehler nicht ausgeschlossen sind. B. M.

1) Für $\eta = 0 \cdot 4 - 0 \cdot 8$.

(Eingesandt 24. Mai 1911.)

Eine Näherungstheorie für die Antenne mit grossem Widerstand.

Von **James E. Ives** [1]).

Der Verfasser überträgt eine von ihm angegebene Näherungstheorie für die Erregung eines linearen Oszillators mit hohem Widerstand durch elektrische Wellen [2]), wobei der Oszillator als System mit einem Freiheitsgrade behandelt wird, auf die geradlinige Antenne. Die Erde wird dabei als vollkommener Leiter aufgefaßt und es wird angenommen, daß die Frequenz der erregenden Wellen nicht sehr von der Eigenfrequenz der Antenne abweicht. Die Antenne ist dann äquivalent mit der Hälfte eines linearen Oszillators von der doppelten Länge. Wenn C, L und R Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand der Antenne sind und C', L', R' dieselben Werte für den äquivalenten Oszillator, so ist

$$C' = \frac{1}{\pi} C \qquad L' = \frac{4}{\pi} L \qquad R' = \frac{4}{\pi} R$$

Das Resultat der durchgeführten Rechnung ist, daß der Strom in der Antenne als Summe zweier gedämpfter Sinusfunktionen der Zeit erscheint, von denen die eine die Periode und Dämpfung der erregenden Wellen, die andere die der Eigenschwingungen der Antenne besitzt. Die relativen Amplituden der zwei Schwingungen hängen von dem Verhältnis ihrer Dämpfungsfaktoren und ihrer Perioden ab. Die Schwingungen mit der eigenen Periode verschwinden, wenn $R = \pi \sqrt{\frac{L}{C}}$ wird; die Antenne schwingt also aperiodisch wenn R gleich oder größer als dieser Wert ist.

Als mechanische Analogie werden die transversalen Schwingungen einer elastischen Schnur durchgerechnet, wobei ebenfalls ein kritischer Reibungswiderstand auftritt, bei dem die Schnur aperiodisch schwingt, was auch durch den Versuch gezeigt werden kann, indem man ein in Luft frei schwingendes Gummiband in Glyzerin eintaucht. H. B.

1) Phys. Ztschr. 1911 S. 303—306.

2) Physical Review Vol. 31, 1910, S. 200—203.

(Eingesandt 13. Mai 1911.)

Das Sharman-System für drahtlose Telephonie und Telegraphie. Wir entehmen einem Aufsatz von T. Thorne Baker in „Nature“ (Nr. 2191, S. 553, 1911) folgendes:

Drahtlose Telephonie durch Induktion und Leitung hat in den letzten Jahren eine untergeordnete Stellung eingenommen infolge der sonstigen Bemühungen eine befriedigende Übertragung der Sprache vermittels ungedämpfter Schwingungen, z. B. nach der Lichtbogenmethode zu erreichen. Dennoch verdient ein Übertragungssystem durch Leitung, wenn einigermaßen große Entfernungen überbrückt werden können, ernste Beachtung wegen der benötigten geringen Energie und der Einfachheit der Apparate.

Das System, mit dem sich A. W. Sharman seit einiger Zeit beschäftigt, basiert auf den bekannten Versuchen von Preece, aber als charakteristische Eigenheit verwendet er eine sog. „Impuls-Spule“ (impulse-coil), durch welche die Mikrophonströme verstärkt werden vor der Übertragung durch das leitende Medium. Zahlreiche Versuche haben gezeigt, daß mit einer primären Energie von nur wenigen Watt deutliche telephonische Verständigung über Entfernungen von $^1/_2$ bis $1^1/_2$ Meilen erzielt werden konnte.

Der Sprechapparat besteht aus einem Mikrophon, einer Batterie und der Impulsspule, alle in Serie geschaltet; Abzweigungen der Spule führen zu zwei Metallelektroden, die in den Boden oder in das Wasser gesteckt werden können. Die Impulsspule besteht aus einer verhältnismäßig kleinen Zahl von Windungen dicken Kupferdrahtes, die auf einem Weicheisenkern besonderer Konstruktion aufgewickelt sind; es wird auf diese Weise bei jeder Widerstandsschwankung des Mikrophons, wenn in dasselbe hineingesprochen wird, ein momentaner Strom großer Intensität induziert. Dieser wird heruntertransformiert durch den Teil der Spule, der für die Übertragung des Impulses an das leitende Medium benutzt wird, indem so die Spule auch noch als Autotransformator dient. Die Drähte von der Impulsspule wurden 10 Fuß und länger gewählt, so daß zwischen den Enden der beiden Drähte ein Abstand von etwa 20 Fuß vorhanden war; an den Enden waren Platten o. dgl. angeschlossen, die in den Erdboden oder in das Wasser versenkt wurden.

Der Empfängerkreis besteht aus zwei ähnlichen Elektroden in Serie mit dem Empfangstelephon; ein Umschalter gestattet das Umschalten vom Senden zum Empfang bzw. Sprechen und Hören.

Es scheint auf verschiedene Faktoren für eine klare Sprachübertragung anzukommen. Die Reichweite wuchs beispielsweise mit Ver-

größerung der Grundlinie, d. i. des Abstandes der beiden Erdplatten, ebenso wirkte eine Verstärkung der Mikrophonbatterie; in letzterem Falle gelangt man natürlich bald an eine Grenze, da das Mikrophon nur eine begrenzte Energie verträgt. Über Land wurden Entfernungen bis zu einer Meile leicht überbrückt, wobei die Beschaffenheit des Bodens nicht von großer Bedeutung zu sein schien, denn die Sprachübertragung blieb gleich gut bei Kreide, Kies und vielen anderen Erdungen, auch im Innern von Kohlenminen etwa 1000 Fuß unter der Erdoberfläche, wobei noch zahlreiche Zwischenschichten vorhanden waren. Es sieht so aus, als wenn die Elektroden wie die Brennpunkte einer elliptischen Erregung wirken, die sich hauptsächlich in der Richtung senkrecht zu der großen Achse ausbreitet, dagegen gar nicht in der Verbindungslinie der beiden Brennpunkte[1]). Es ist daher wünschenswert, die beiden Grundlinien parallel zu machen; es ergibt sich hieraus eine gewisse Richtfähigkeit der übertragenen Energie, d. h. mit einer beweglichen Grundlinie wird die Sprache nun in eine gewünschte Richtung übertragen und kann daher in anderen Richtungen nicht unbefugterweise abgehört werden. Dieser Richteffekt war sehr bemerkenswert in kürzlich auf dem Meere bei Pegwell Bay (nahe Ramsgate) angestellten Versuchen, selbst wenn der Abstand zwischen den Wasserplatten 100 Fuß und mehr betrug. Für den Verkehr eines Kriegsschiffes mit Unterseebooten selbst in großen Seetiefen könnte diese Methode beispielsweise sehr nützlich sein.

Bei den letzten Versuchen benutzte Sharman ein Motorboot als bewegliche Station, und zwei in den Sand eingegrabene Eisenplatten waren mit der auf einer Klippe gelegenen Gegenstation verbunden. Gute Resultate wurden bis auf $1^1/_4$ Meilen erzielt, doch war ein Schwanken in der Güte der Übertragung zu konstatieren als Folge variabler Faktoren, wahrscheinlich z. B. der Wassertemperatur. Wenn die Flut zurückging, so daß teils Wasser teils Sand sich zwischen den beiden Stationen befand, so blieb doch die Übertragung die gleich gute wie vorher, so daß offenbar Brechungen der Wellen an der trennenden Oberfläche nicht stattfinden. — Nach des Verfassers Meinung resultiert aus einer Vergrößerung der Leitfähigkeit des Zwischenmediums durchaus keine Verstärkung der Sprachübertragung.

Es können natürlich auch telegraphische Zeichen übertragen

1) Diese wörtlich übersetzten Angaben des englischen Referenten über die Energieausbreitung sind nicht recht deutlich, da sie in einem gewissen Gegensatz zur Theorie zu stehen scheinen, die noch kürzlich durch die Erdantennen-Versuche von Kiebitz (worüber wir im nächsten Heft einen Bericht bringen) bestätigt wurde. E.

werden, indem die Impulse unter Benutzung eines Morsetasters und eines niederohmigen abgestimmten Summers erzeugt werden; man gelangte dabei auf über doppelte Entfernung als bei der telephonischen Übertragung, der durch das nur geringe Energie vertragende Mikrophon eine vorläufige enge Grenze gesetzt war. Da die ganze Apparatur äußerst einfach und kompendiös ist, dürfte die Sharmansche Methode in manchen Fällen praktische Bedeutung erlangen. E.

(Eingesandt 15. November 1911.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Hochfunkenfrequenz in der Radiotelegraphie.

Wir entnehmen einem Aufsatz von L. W. Austin[1]) (Naval Wireless Telegraphic Laboratory) folgendes:

Im Jahre 1908 veröffentlichte ich eine Mitteilung[2]) betreffend die Vorteile von Hochfunkenfrequenz in der Radiotelegraphie für den Fall daß Detektoren für Integraleffekt verwendet würden.[3]) Ich zog erstens die Aufmerksamkeit auf die große Steigerung in der Telephonempfindlichkeit mit steigender Frequenz und zweitens auf den Vorteil, der erlangt wird durch Verteilung der Energie der Senderstation über eine große Zahl von Funken anstatt dieselbe in einigen wenigen zu konzentrieren. Seit jener Zeit sind Funkenfrequenzen von annähernd 1000 pro Sekunde in allgemeinen Gebrauch bei der Radiotelegraphie gekommen,[4]) aber die erwartete Steigerung in der Telephonempfindlichkeit bei diesen Frequenzen blieb aus. Dies geht hervor aus Tabelle 1, die einen Vergleich enthält zwischen der empfangenen Energie, gemessen mit einem Rotzinkerz-Gleichrichterdetektor mit Galvanometer[5]) und der Telephonhörbarkeit gemessen unter Benutzung desselben Detektors nach der Shunt-Telephonmethode.

Die Messungen geschahen im Bureau of Standards. Man sieht hieraus, daß die Telephonempfindlichkeit annähernd die gleiche ist für Stationen von 60 und 500 Perioden. Dieser Mißerfolg, die gesteigerte

---

1) Journ. of the Washington Ac. of Sc. 19. Juli 1911.

2) Bull. Bur. Stand. 5, 153, 1908.

3) Versuche haben ergeben, daß die elektrolytischen und die meisten der Gleichstrom-Detektoren nur von der Energie abhängen.

4) R. A. Fessenden experimentierte bereits mit Hochfunkenfrequenzen als meine Mitteilung geschrieben wurde.

5) Bull. Bur. Stand. 7, 295, 1911.

Tabelle 1.

Stationen	Art des Funkens	Periode des Generators	Entfernung in Meilen	Wellenläng. in Meter	Ablenkung d. Galvanometers D mm	Telephon Hörbarkeit	Ablenkung Hörbarkeit
U. S. S. Salem . .	Fessenden rotierend	500	190	1000	100	77	1,3
Philadelphia Radio	Löschfunken	500	100	2000	220	150	1,45
New York Radio .	»	500	190	2200	20	18	1,1
Wilmington	Alte Type	60	80	600	65	32	2,0
Baltimore	»	60	35	630	130	150	0,9
Annapolis	»	60	25	600	70	93	0,8
U. S. S. Delaware	Löschfunken	500	—	1000	7	14	0,5

Empfindlichkeit bei der höheren Frequenz zu erlangen, ist um so bemerkenswerter als sie, wenigstens für Sinuswellen, von einer Anzahl Beobachtern unabhängig voneinander gezeigt wurde.[1])

Wir können jedoch aus den Daten der Tabelle 1 bestimmen, welches die wirkliche Stromempfindlichkeit des Telephons für drahtlose Verhältnisse ist. Als einen rohen Durchschnitt nahmen wir an, daß 1 mm Ablenkung des Galvanometers dem Fall des gerade noch im Telephon hörbaren Tones entspricht. Die Empfindlichkeit des benutzten Galvanometers betrug $1{,}3 \cdot 10^{-9}$ Amp. per mm. In den zitierten Arbeiten mit Sinuswellen hatten dann die benutzten Telephone eine Empfindlichkeit von $3 \cdot 10^{-10}$ Amp. bei 900 Perioden und $3 \cdot 10^{-7}$ Amp. bei 120 Perioden. Diese Versuche wurden in einem vollständig ruhigen Zimmer ausgeführt, und die Erfahrung hat gezeigt, daß die Größe des Stromes, die erforderlich ist um die Punkte und Striche unter gewöhnlichen Bedingungen im Laboratorium zu unterscheiden, ungefähr fünfmal so groß ist. Wir können deshalb als normale Empfindlichkeit dieser Telephone für den Empfang zu $1{,}5 \cdot 10^{-9}$ Amp. bei 900 Perioden und $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ Amp. bei 120 Perioden annehmen. Man sieht, daß die Empfindlichkeit, beobachtet in dem Fall der empfangenen Zeichen sowohl bei Hoch- wie bei Niederfrequenz, in Tabelle 1 ganz dem Wert entspricht, der mit Sinuswellen bei 900 Perioden erhalten wurde. Dies scheint den Schluß zuzulassen, daß der höhere Grad der Empfindlichkeit mit praktisch allen Transformatorfunken der gewöhnlichen Typen erlangt wird. Es könnte dies plausiblerweise erklärt werden entweder durch die Annahme, daß die Funken in Niederfrequenz-

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 38, 294, 1894; M. Wien, Ann. Phys. 4, 450, 1901; L. W. Austin, l. c.

apparaten immer vielfach sind und so mehr oder weniger regelmäßig höhere Töne erzeugen, die sich in gesteigerter Telephonempfindlichkeit bemerkbar machen, oder daß die kurzen scharfen Rucke, denen die Telephonmembran unterworfen ist im Falle der Funkenentladungen wirkungsvoller sind um die Membran zu bewegen als die Sinusschwingungen. Diese Impulse im Falle der 1000-Funken pro Sekunde und einer Wellenlänge von 1000 m mit 20 Wellen im Wellenzug dauern ungefähr ein Siebenzehntel der Zeit zwischen denselben wenn wir erwägen, daß die Dauer der Energie in keiner Weise im Empfangskreis verlängert wird.

Betreffend den zweiten Vorteil einer Hochfunkenfrequenz, nämlich die Verteilung der Energie über eine große Anzahl von Funken anstatt sie in einigen wenigen zu konzentrieren, so hat die Erfahrung weitgehendst den Wert desselben gezeigt. In Tabellen 2 u. 3 sind die Beziehungen zwischen Funkenfrequenz, Antennenenergie, Antennenkapazität und Strom für einige gebräuchliche Funkenfrequenzen angegeben.

Tabelle 2.

Antennenkapazität pro Kilowatt der Antennenenergie.

Maximum Antennenpotential Volt	1000-Funken/Sek. MF. per KW.	120-Funken/Sek. MF. per KW.
50 000	0,0008	0,0067
71 000	0,0004	0,0033
100 000	0,0002	0,0017

Tabelle 3.

Energie in Antenne von 0.001 MF. bei 50 000 Volt Maximumpotential.

Funken/Sek.	KW.	Antennenstrom (Antennenwiderstand zu 6 Ohm angenommen) Amp.
120	0,15	5
240	0,30	7,1
500	0,625	10,2
1000	1,25	14,3

1) Möglicherweise würden Funken, erzeugt durch Induktorien mit langsamen Unterbrechern, oder die seltenen Funken der Resonanztransformatoren eine verminderte Telephonempfindlichkeit zeigen.

Hunderttausend Volt Spannung wird als das Maximum angenommen, das unter irgendwelchen Umständen mit Vorteil auf einer Antenne benutzbar ist. Wenn nicht ganz besondere Maßregeln für gute Isolation getroffen werden, erscheint eine Spannung von 50 000 Volt als die ratsame Grenze. E.

(Eingesandt 1. September 1911.)

Der Tonverstärker mit Zellenschreiber.

Der Tonverstärker System Telefunken (Fig. 1) ist ein auf dem Resonanzprinzip beruhender Verstärkungsapparat für schwache Ströme einer bestimmten Wechselzahl. Seine Hauptelemente sind die an einem pendelnden Träger sternförmig angeordneten Einzelsysteme, von denen jedes einzelne folgendermaßen eingerichtet ist. Vor einem kleinen Elektromagneten ist ein zwischen zwei Stahlsaiten befestigter Anker schwingend angeordnet, der auf eine bestimmte Schwingungszahl (z. B. 1000 p. Sek.) gebracht werden kann. Das Einstellen auf die gewünschte Schwingungszahl wird durch Anspannen resp. Lockern der Saiten bewirkt. Das schwingende Ankerchen ist weiterhin an der einen Elektrode mit einem kleinen Körnermikrophon versehen; die Gegenelektrode des letzteren steht fest. Wird der kleine Anker des Systems durch die den Elektromagneten umkreisenden Ströme in Schwingungen

Fig. 1. Tonverstärker mit Morseschreiber.

versetzt, so entstehen im Mikrophon Widerstandsänderungen und im Stromkreis des letzteren Stromschwankungen von stärkerer Intensität als die Primärimpulse, sie besitzen indessen genau die gleiche Frequenz wie die ersteren. Der Tonverstärker ist also ein Verstärker, bei dem das mikrophonische Verstärkungsprinzip zur Anwendung kommt, auf welches in nachstehendem kurz eingegangen werden soll.

Legt man zwei kleine Kohlenstäbe (z. B. Bogenlichtkohlen) kreuzweise lose aufeinander und schaltet die beiden Kohlenstäbe in den Stromkreis einer aus zwei Trockenelementen bestehenden Batterie mit einem Telephon ein, so entsteht an der Kontaktstelle der Kohlen ein Übergangswiderstand. Dieser Übergangswiderstand ist außerordentlich labil und verändert seinen Wert bei den geringsten mechanischen Erschütterungen, bzw. auch Schallschwingungen, denen er ausgesetzt wird. Der Strom, welcher den Übergangswiderstand durchfließt, wird also in dem gleichen Tempo geschwächt und verstärkt, in welchem die mechanischen bzw. Schallschwingungen den Übergangswiderstand an den Kohlenstäben beeinflussen.

In der Praxis verwendet man meistens Mikrophone, bei denen feines Kohlenpulver benutzt wird, welches auf feinere und schnellere Druckänderungen leichter und besser reagiert als massive Kohlenstäbe. Bei geschickter Konstruktion des Mikrophons, sowie unter Zuhilfenahme der Resonanz lassen sich schwache Ströme bis zu einem gewissen Grade verstärken. Die Verstärkung, welche man mit einem einzelnen Telephon-Mikrophonverstärker erhält, würde indessen noch nicht genügen, die Töne im Raume hörbar zu machen. Man ist infolgedessen gezwungen, deren mehrere zu benutzen, und sind von diesen Verstärker-Systemen drei Stück derart in Reihe geschaltet, daß das nächste immer die Ströme des vor ihm befindlichen weiterverstärkt.

An Hand des Schaltungsschemas Fig. 2 läßt sich erkennen, in welcher Weise die Systeme miteinander gekoppelt sind. Mit T ist der Telephonmagnet, mit M das Mikrophon bezeichnet. LT ist das im letzten Verstärkungskreis eingeschaltete, lauttönende Spezial-Telephon, dessen Membran durch die verstärkten Ströme in derartig starke Vibrationen versetzt wird, daß die Töne in einem größeren Raume laut hörbar werden.

Außer der Möglichkeit, die Signale akustisch wahrzunehmen, besteht indessen noch eine andere, nämlich dieselben auf einem Morsestreifen zu fixieren.

Aus dem Schaltungsschema geht hervor, daß die verstärkten

Ströme mittels eines Umschalters *U* von dem lauttönenden Telephon *L T* abgeschaltet und in eine weitere Anordnung geleitet werden können. Sie gelangen zunächst in einen Transformator *Tr*, welcher den Zweck hat, den vom Mikrophonkreis des letzten Verstärkers herrührenden Gleichstrom auszuscheiden. Die Sekundärwickelung des Transformators ist also stromlos, solange der Verstärker nicht in Tätigkeit ist; arbeitet er indessen, so erhält man in der Sekundärwickelung Wechselströme, welche durch den Detektor *D* in Gleichströme umgewandelt werden und nunmehr befähigt sind, das polarisierte Relais *R*

Fig. 2. Tonverstärkerschaltung.

zum Ansprechen zu bringen. Der Lokalkontakt des Relais selbst ist in der bekannten Weise mit der Batterie *B* und dem Morseschreiber zusammengeschaltet.

Parallel zu den Relaisspulen liegt eine Kapazität von 2 MF. Dieselbe hat den Zweck, der Selbstinduktion des Relais entgegenzuwirken.

Der Tonverstärker mit Zellenschreiber besteht im wesentlichen aus drei Hauptteilen:

a) dem pendelnd angeordneten, eigentlichen Verstärker,
b) dem Zellenschreiber,
c) dem beide Apparate tragenden Holzgestell nebst Aufhängevorrichtung für das pendelnde System.

Hierzu gesellen sich noch:

d) das lauttönende Telephon,
e) die Tonverstärker-Batterie.

a) Die eingehends beschriebenen Einzelverstärker sind sternförmig und auswechselbar an einem Gußkörper befestigt, welcher cardanisch und gegen Erschütterungen gesichert aufgehängt ist. Die Verstärker-Systeme selbst besitzen schall- und wasserdichte Gehäuse. Auf den Deckeln der Gehäuse befinden sich um ihre Mittelachse drehbar angeordnete Ringmagnete, durch deren Streufeld das zugehörige Verstärker-System beeinflußt und eine sehr feine Einstellung erzielt werden kann. Die Pole der Telephonmagnet-Wickelung endigen in den beiden unteren, gabelförmigen Anschluß- und Befestigungsstücken der Systeme, während die vom Mikrophon kommenden Leitungen an die beiden oberen, hakenförmigen Kontaktstücke angeschlossen sind. Um das Mikrophon beim Senden vor Beschädigung zu schützen, wird es durch einen automatischen Schalter doppelpolig abgeschaltet, welcher durch einen in dem Aufhängetopf des cardanischen Gehänges befindlichen Elektromagneten betätigt wird. Der Elektromagnet tritt selbsttätig beim Umlegen des Sende-Empfangs-Umschalters in Funktion und überträgt seine Bewegung mittels einer Führungsstange auf die Schaltmesser der oberhalb des dreieckigen Gußkörpers angeordneten doppelpoligen Schalter. Um zu verhindern, daß sich der Elektromagnet bei längerer Einschaltung zu stark erhitzt, wird eine Schaltungsart angewendet, deren Eigenart aus der Schaltungsskizze Fig. 3 leicht ersichtlich ist. Verfolgt man den Stromverlauf von den beiden Klemmen: „Zum Sende-Empfänger-Umschalter und Gleichstromnetz" aus, so erkennt man, daß die oberhalb befindliche Glühlampe zunächst kurzgeschlossen ist. Der Elektromagnet wird also beim Einschalten mit der vollen Stromstärke seinen Anker anziehen und die Schaltmesser aus den Kontakten der Mikrophonabschalter herausreißen. Ist das Öffnen der Schalter indessen erfolgt, so wird die Glühlampe automatisch in den Elektromagnet-Stromkreis eingeschaltet, und der Hauptstrom so weit geschwächt, daß selbst ein stundenlanges Einschalten keine schädliche Erwärmung der Magnetwickelung hervorrufen kann.

Eine weitere Funktion des Elektromagneten ist die Blockierung der Starkstromleitung, deren Anschlußklemmen ganz oben an den beiden Seiten des Holzgestells montiert sind.

Um die Möglichkeit zu besitzen, die Empfindlichkeit der Verstärkermikrophone nach Belieben regulieren zu können (sei es, um übermäßige Erschütterungen unwirksam zu machen, sei es, daß die Empfangs-Intensität eine zu große ist), besitzen die Mikrophonkreise des ersten und zweiten Verstärker-Systems Schwächungswiderstände. Dieselben sind in zwei vertikalen Kanten des dreieckigen Gußkörpers

derart eingebaut, daß nur die Regulierknöpfe hervorragen. Die Widerstände sind ganz ausgeschaltet, wenn die Bedienungsknöpfe ihre tiefste Stellung einnehmen; es ist darauf zu achten, daß dieselben nach jeder Benutzungsperiode wieder ausgeschaltet werden.

b) Der Zellenschreiber. Der Zellenschreiber ist als selbsttätiger Apparat ausgebildet und kann erforderlichenfalls von dem eigentlichen Tonverstärker getrennt aufgestellt werden, da er nur durch eine flexible Leitung mit dem letzteren in Verbindung steht. Der

Fig. 3.
Schaltung des Tonverstärkersystems mit Fernschalter und Blockierung.

Schreiber hat zwei Hauptteile; erstens den Morseapparat mit der dazugehörigen und die Morsepapier-Rolle enthaltenden Grundplatte und zweitens einen etagenartig aufgesetzten Aufbau, welcher das Relais, einen doppelpoligen Umschalter, einen Detektor sowie diverse Klemmen und Stöpselbuchsen auf einer Sockelplatte vereint.

Aus der Schaltungsskizze Fig. 2 ersieht man, daß die vom dritten Verstärkermikrophon sowie der zugehörigen Akkumulatoren-Batterie herabführenden Leitungen S zwei Klemmen V passieren. Diese Klemmen entsprechen den an der Rückwand des Holzgestelles (unterhalb des viereckigen Loches) befindlichen Klemmen, welche mittels zweier biegsamer Leitungen an die Hauptklemmen des Zellenschreibers angeschlossen sind. Die Klemmen tragen auf dem Schreiber die Be-

zeichnung „Lautverstärker". Von hier aus führen zwei Leitungen nach dem doppelpoligen Umschalter, welcher die verstärkten Ströme entweder mittels eines Spezial-Telephons laut hörbar zu machen gestattet (durch Stellung nach rechts), oder durch Stellung nach links die Ströme in die eigentliche Schreiberschaltung einführt.

Ist der Umschalter auf „Hörer" gestellt, so gelangen die Mikrophonströme direkt nach den, rechts vom Relais ersichtlichen, vier Stöpselbuchsen, von denen je zwei parallel geschaltet sind. Unter normalen Verhältnissen ist das lauttönende Spezial-Telephon in die mit „lautsprechendem Telephon" bezeichneten Buchsen eingesteckt, kann aber, falls die Intensität genügend groß ist, auch in die mit „Lautverstärker" bezeichneten Stöpselklemmen eingefügt werden. Man hat in diesem Falle die große Annehmlichkeit, bei Umstellung des Schalters auf „Schreiber" den Morse sowie das lauttönende Telephon gleichzeitig arbeiten lassen und die geschriebenen Zeichen vom Ohr aus kontrollieren zu können.

Reicht die Verstärkung nicht mehr aus, die Zeichen mittels des lauttönenden Telephons genügend hörbar zu machen, so kann man die Signale mittels eines normalen, tausendohmigen Kopftelephons weiter abhören, falls man den Telephonstöpsel in die mit „1000 Ω Telephon" signierten Stöpselbuchsen eingeführt. Das tausendohmige Kopftelephon kann auch benutzt werden, während das lauttönende Telephon ein geschaltet ist (also beide Telephone parallelgeschaltet). Sollten sich hierbei indessen unliebsame Nebengeräusche im Kopftelephon bemerkbar machen, so empfiehlt es sich, das lauttönende Telephon durch Herausziehen des Stöpsels abzuschalten.

Will man den Morseapparat zum Aufzeichnen der Telegramme benutzen, so stellt man den doppelpoligen Umschalter zunächst auf „Schreiber". Dieser Handgriff hat zur Folge, daß die vom Verstärker kommenden Mikrophonströme auf die Primärwickelung eines, unter der Hartgummiplatte montierten Transformators umgeschaltet werden.

Die Sekundärwickelung des Transformators ist also stromlos, solange der Verstärker sich im Ruhezustand befindet. Sie ist weiterhin in Reihe geschaltet mit dem Detektor und den Spulen des polarisierten Relais. Beim Arbeiten des Verstärkers treten in der Sekundärwickelung des Transformators Wechselströme auf, welche, durch den Detektor in Gleichströme umgeformt, das Relais zum Ansprechen bringen. Die Platinkontakte des Relais sind in der üblichen Weise in Reihe geschaltet mit den Morsespulen und den mit „Morsebatterie" bezeichneten Stöpselklemmen. In letztere wird der Stöpsel der zur Morsebatterie

führenden Leitungen eingefügt. Da der Morsebatterie-Stromkreis keine weitere zwangläufige Abschaltung besitzt, muß derselbe von Hand aus geöffnet werden; es geschieht dies durch Bedienung des vor dem Morse vorn rechts befindlichen einpoligen Hebelschalters. Um den Detektor der Schreiberanordnung beim Senden zu schützen, ist ihm ein auswechselbarer Glimmer-Kondensator parallelgeschaltet, durch den der Detektor für die schnellen Sonderschwingungen praktisch kurzgeschlossen ist.

c) Das Holzgestell mit Aufhängevorrichtung für das pendelnde System. Das pendelnde System muß für Bordzwecke cardanisch aufgehängt werden, desgleichen ist es nötig, dasselbe vor starken Erschütterungen zu bewahren. Diesen Zwecken gemeinschaftlich dient der an dem oberen Vorbau des Gestells befindliche, nach unten gerichtete Holzkörper. Derselbe ist im Inneren kugelförmig ausgehöhlt und mit Filz ausgekleidet. Über der Filzlage liegt ein kleiner Pneumatik, dessen Füllventil durch eine Öffnung des Holzkörpers nach vorn herausragt. Auf dem Pneumatik schließlich lagert sich der unten kugelförmig gestaltete Metallkörper, welcher den Schaltmagneten in sich birgt und durch ein Gestänge mit den Tonverstärkern in Verbindung steht.

Das pendelnde System ist auf diese Weise befähigt, selbst bei stärkeren Schiffsschwankungen seine vertikale Lage einzuhalten; Stöße und Erschütterungen können infolge der Eigenart der Aufhängung nicht zu den Mikrophonen gelangen. Um ein evtl. Anstoßen der Verstärker an das Holzgestell bei sehr starken Schwankungen abzudämpfen, trägt die vertikale Rückwand des Gestells mehrere in entsprechender Höhe angebrachte Lederpolster.

Der rechteckige Ausschnitt der Rückwand hat den Zweck, hinter der letzteren befindliche Gegenstände evtl. mit der Hand erreichen zu können, falls mehrere Verstärker bzw. Hörempfänger dicht nebeneinander aufgestellt sind.

d) Das lauttönende Telephon. Um die Telegramme bzw. Signale in einem größeren Raume hörbar zu machen, wird das lauttönende Telephon benutzt. Dasselbe ist ein auf einem Holzsockel montiertes, 25 ohmiges Telephon, dessen Membran durch einfaches Drehen der Muschel dem Magnetsystem genähert oder entfernt und somit auf maximale Lautstärke eingestellt werden kann. Vor der Öffnung der Muschel ist ein akustischer Resonator angebracht, durch welchen eine Verstärkung des Tones hervorgerufen wird. Der Resonator wird bei der Abstimmung so lange verschoben, bis sich das Maximum

der Lautstärke eingestellt hat. Ein Verstellen des Resonators während des Betriebes ist unnötig, doch läßt sich häufig bei schwachen Lautstärken im lauttönenden Telephon eine Aufbesserung der Lautstärke dadurch erzielen, daß man eine feinere Regulierung des Membranabstandes vornimmt.

Das Regulieren des Membranabstandes muß sehr sorgfältig geschehen, um ein Verbeulen der Membran und eine damit verknüpfte Schwächung der Gesamtlautstärke zu vermeiden.

Der Aufhängungsort des lauttönenden Telephons ist so zu wählen, daß die von demselben ausstrahlenden Schallschwingungen nicht direkt die Verstärkungssysteme treffen.

e) Die Tonverstärker-Batterie. Ein Akkumulatorenkasten mit drei Einzel-Akkumulatoren à 4 Volt liefert den erforderlichen Strom für den Tonverstärker. Die Akkumulatoren sind in einem gemeinschaftlichen Kasten auswechselbar angeordnet. Sie sind sämtlich in Reihe geschaltet, so daß die Spannung an den Ladeklemmen 12 Volt beträgt. Hinter den Ladeklemmen sitzt ein Ausschalter, mit welchem man die Ladeleitung von den Akkumulatoren abschalten kann. Von jedem Einzel-Akkumulator führen je zwei Leitungen nach einem für unverwechselbare Stöpsel eingerichteten Buchsenpaar, welches ein Vertauschen der Pole unmöglich macht. Mittels eines Prüfstöpsels und eines damit in Verbindung stehenden Voltmeters läßt sich die Klemmenspannung eines jeden Akkumulators kontrollieren.

Die Kontaktstöpsel sind an Leitungen angeschlossen, welche in Polschuhen enden. Die letzteren besitzen plus-minus-Bezeichnungen, durch welche ein Verwechseln der Leitungen beim Anschluß an den Tonverstärker unmöglich gemacht werden soll.

Zur Inbetriebsetzung des Tonverstärkers gehören folgende Maßnahmen:

a) Man schließt die zu den drei Akkumulatoren des Batteriekastens führenden Leitungen unter Berücksichtigung der Polarität an die Batterieklemmen des Verstärkers an. Die letzteren befinden sich an der Rückwand des Holzgestells hinter dem Gehäusetopf des Schaltmagneten.

b) Der Kontaktstöpsel des lauttönenden Telephons wird, ebenfalls unter Berücksichtigung der Polarität, in seine Stöpselbuchsen eingefügt.

c) Das gleiche geschieht mit der aus vier Trockenelementen bestehenden Morsebatterie.

d) Man setzt den Gleichrichter in die für ihn vorgesehene Ausspannung der Schreiberplatte. Es müssen auch hier die Pole (plus an plus, minus an minus) beobachtet werden.

e) Der Tonverstärker wird mit dem Hörempfänger gekoppelt. Es wird zu diesem Zwecke ein Stöpsel in die links vorn auf dem Holzkörper der cardanischen Aufhängung angebrachten Kontakte eingesteckt, dessen Leitungen zum Hörempfänger führen. Die Polarität kann hierbei vernachlässigt werden.

f) Es ist zu kontrollieren, ob die Schwächungswiderstände der Verstärker-Mikrophone ausgeschaltet sind. (Regulierknopf ganz nach unten geschoben!)

g) Die Pneumatik wird mittels einer Radfahrpumpe so weit aufgepumpt, bis das pendelnde System frei schwebt.

Der Verstärker wird nunmehr betriebsfertig sein und arbeiten, sobald die Schalter der automatischen Abschaltung geschlossen sind und der mit dem Verstärker gekoppelte Hörempfänger die Zeichen einer Station empfängt, welche mit einem Ton von 1000 Schwingungen pro Sekunde sendet. Ist die Empfangs-Intensität genügend groß, so wird der Verstärker ohne weiteres arbeiten. Bei sehr geringen Empfangslautstärken, welche in einem tausendohmigen Kopftelephon etwa kaum noch hörbar sind, verstelle man die Reguliermagnete der Verstärker-Systeme so lange, bis man das Maximum der Verstärkung an der Steigerung der Lautstärke des lauttönenden Telephons festgestellt hat.

Bei großer Empfangs-Intensität wird der Ton des Verstärkers unrein, es muß in diesem Falle die Koppelung am Hörempfänger so weit gelöst werden, bis der Ton wieder rein wird. Dergleichen würde auch der Morseschreiber unter den gleichen Umständen eine mangelhafte Schrift liefern.

Sind starke Schiffserschütterungen (wie sie beispielsweise auf Torpedobooten auftreten können) vorhanden, so hat man es an der Hand, etwa bemerkbare Nebengeräusche durch Einschalten von etwas Widerstand in die Mikrophonkreise zu beseitigen. Das Eliminieren der Nebengeräusche geschieht natürlich auf Kosten der Empfindlichkeit des gesamten Apparates, und darf es nicht unterlassen werden, die Widerstände wieder auszuschalten, sobald die störende Ursache verschwunden ist.

Beim gleichzeitigen Empfang mehrerer tönender Stationen von der gleichen Wellenlänge, aber verschiedener Funkenfrequenz (z. B.

800, 1000 und 1200 Funken per Sekunde) kann man sich, vorausgesetzt, daß die Intensitätsunterschiede nicht zu große sind, von den mit 800 und 1200 Funken sendenden Stationen freimachen, indem man den Hörempfänger sehr lose koppelt. Der Tonverstärker wird alsdann nur die mit 1000 Funken arbeitende Station verstärken, da

Lautstärke ausgedrückt in Parallelohm zu einem 1000 Ω-Telephon.

Tonhöhe (Schwingungen pro Sek.).

Fig. 4. Resonanzkurve des Tonverstärkers, abgestimmt auf $n = 1000$ Schwingungen pro Sek.

bei der vorhandenen Tonverstimmung und geringen Intensität der anderen beiden Sender eine Störung des Verstärkers nicht mehr eintritt.

Eine zwischen der Empfangs-Station und dem Sender vorhandene Verstimmung in der Tonhöhe reduziert die Empfindlichkeit des Tonverstärkers um so mehr, je größer die Differenz in der Tonskala ist. Es ist nur bei reiner Tonresonanz die maximale Empfindlichkeit zu erwarten (s. Kurve, Fig. 4). E.

(Eingesandt 7. November 1911.)

Verzeichnis der Funkentelegraphenstationen[1]).

Von **Otto Jentsch.**

Nach den Bestimmungen des internationalen Funkentelegraphenvertrages abgeschlossen zu Berlin am 3. November 1906, ist von dem internationalen Bureau des Welttelegraphenvereins in Bern ein Verzeichnis der unter die Bestimmungen des Vertrages fallenden Funkentelegraphenstationen aufzustellen. Das Verzeichnis wurde im August 1909 veröffentlicht und hat seitdem bereits zahlreiche Nachträge erhalten; es wird an das Publikum zum Selbstkostenpreise abgegeben.

Das Verzeichnis zerfällt in zwei Teile. Der erste Teil enthält eine Liste der Stationen, in welcher alle Funkentelegraphenstationen — Küsten- und Bordstationen — in alphabetischer Reihenfolge aufgeführt sind. Der zweite Teil enthält eine Beschreibung der Stationen und umfaßt zwei Abteilungen. In der ersten Abteilung sind die Küstenstationen, in der zweiten die Bordstationen länderweise zusammengefaßt. Für die Küstenstationen sind Namen, Nationalität und geographische Lage; für die Bordstationen Namen, Nationalität, Unterscheidungszeichen des internationalen Signalbuchs und Heimatshafen des Schiffes angegeben. Ferner enthält das Verzeichnis für jede Station folgende Angaben: 1. Das Rufzeichen. Die Rufzeichen bestehen aus Gruppen von 3 Buchstaben; sie müssen naturgemäß voneinander verschieden sein. 2. Die normale Reichweite. 3. Das benutzte funkentelegraphische System. 4. Die Art der zur Verwendung kommenden Empfangsapparate (Schreib- und Hörapparate oder andere). 5. Die zur Verfügung stehenden Wellenlängen; die in der Regel benutzte Wellenlänge — Normalwelle — ist unterstrichen. 6. Die Art des Verkehrs, dem die Station dient. Es ist hier angegeben, ob die Station dem allgemeinen öffentlichen Verkehr dient, oder ob nur ein beschränkter öffentlicher Verkehr z. B. mit Schiffen besonderer Linien oder mit Schiffen, die mit einem bestimmten System ausgerüstet sind, stattfindet, ob ein öffentlicher Verkehr auf weite Entfernungen eingerichtet ist, oder ob nur ein amtlicher Verkehr stattfindet. 7. Die Dienststunden. 8. Die Höhe der Küstengebühr oder der Bordgebühr. Für die Umrechnung der in der Frankenwährung angegebenen Gebühren in die Markwährung ist eine Tabelle beigegeben.

---

1) Wegen großen Raummangel konnte diese im Juni 1910 eingesandte Arbeit erst jetzt abgedruckt werden; die inzwischen notwendig gewordenen Ergänzungen wird der Verfasser in einem der nächsten Hefte bringen.
Die Redaktion.

Einen Abdruck des Verzeichnisses in dem Jahrbuche verbietet das Raumerfordernis; der nachfolgende Auszug aus dem Verzeichnis beschränkt sich deshalb auf die Angaben, die für die Technik der Funkentelegraphie Bedeutung haben. Es sind dies die Angaben über die Reichweiten, die benutzten Systeme, die Art der Empfangsapparate und die zur Verwendung kommenden Wellenlängen.

In dem Verzeichnis sind nach dem Stande vom 15. Mai 1910 163 Küstenstationen und 771 Bordstationen aufgeführt; von letzteren entfallen 519 auf Kriegsschiffe, 252 auf Handelsschiffe usw. Die Verteilung der Stationen auf die einzelnen Länder ergibt die nachfolgende Übersicht:

Land	Zahl der Küstenstationen	Zahl der Bordstationen auf Kriegsschiffen	Zahl der Bordstationen auf Handelsschiffen	Gesamtzahl der Stationen
Belgien	1	—	10	11
Brasilien	8	16	—	24
Britisch Indien	1	—	—	1
Chile	3	7	—	10
Dänemark	8	10	4	22
Deutschland	17	93	73	183
Frankreich	18	139	10	167
Gibraltar	1	—	—	1
Großbritannien	35	176	109	320
Italien	23	—	12	35
Japan	5	—	9	14
Malta	1	—	—	1
Mexiko	4	—	—	4
Niederlande	3	14	17	34
Norwegen	4	12	1	17
Österreich-Ungarn	3	20	—	23
Portugal	5	—	—	5
Rumänien	1	—	5	6
Rußland	13	—	2	15
Schweden	—	27	—	27
Spanien	2	5	—	7
Uruguay	2	—	—	2
Westindien	5	—	—	5
Zusammen:	163	519	252	934

In dem Verzeichnis sind natürlich in der Hauptsache nur die Stationen der Länder aufgeführt, welche dem internationalen Funkentelegraphenvertrage bzw. dem Zusatzabkommen beigetreten sind. So fehlen u. a. die Angaben für die Stationen der Vereinigten Staaten von Amerika, die den Vertrag noch nicht rektifiziert haben. Anderer-

seits enthält das Verzeichnis bereits die italienischen Stationen, obwohl Italien den Vertrag erst rektifizieren kann, wenn seine Verträge mit Marconi und dessen Gesellschaft erloschen oder durch besondere Vereinbarung außer Kraft gesetzt sind. Bei den italienischen Stationen findet sich zurzeit noch der Hinweis, daß sie nur mit Stationen in Verkehr treten, die mit Marconisystemen ausgerüstet sind.

Am meisten vertreten sind das Telefunkensystem mit 227 und das Marconisystem mit 222 Stationen. Bei 233 Stationen ist das System nicht angegeben; es handelt sich meist um Stationen auf Kriegsschiffen, und dürfte für diese die Angabe des Systems aus militärischen Gründen unterblieben sein. Bezüglich der 176 Stationen auf englischen Kriegsschiffen ist anzunehmen, daß sie vorwiegend mit Marconisystemen versehen sind, während die übrigen Stationen wohl meist das Telefunkensystem benutzen werden. Die ziffernmäßige Ausbreitung der einzelnen Systeme veranschaulicht die nachfolgende Tabelle:

System	Küsten-stationen Stück	Bordstationen auf		Gesamtzahl der Stationen
		Kriegs-schiffen Stück	Handels-schiffen Stück	
Telefunken	44	149	34	227
Marconi	54	15	153	222
De Forest	9	—	24	33
Lodge-Muirhead	5	—	10	15
Rochefort	4	—	—	4
Branly Popp.	1	—	5	6
Poulsen	1	—	—	1
Bellini Tosi	1	—	—	1
v. Lepel	2	—	—	2
Französischer Staat	5	—	—	5
Französische Marine	12	139	—	151
Compagnie générale radiotélégraphique (Carpentier, Gaiffe Rochefort)	—	—	9	9
Compagnie française de télégraphie sans fil	—	—	1	1
AngloAmericanTelegraph Company	—	—	1	1
Japan. System Teishinsho	5	—	9	14
Gemischtes System	2	1	6	9
Unbezeichn. Systeme	18	215	—	233
Zusammen:	163	519	252	934

Die Reichweite beträgt für die Mehrzahl der Küstenstationen 100—300 km, etwa 10 Stationen verfügen über eine Reichweite von über 300 km bis 600 km und etwa 15 Stationen haben eine größere Reichweite als 600 km. Für die Kriegsschiffe ist die Reichweite nur bei etwa der Hälfte der Stationen angegeben; in der Hauptsache für die deutschen und französischen Schiffe. Die Angaben fehlen für die englischen Schiffe. Es fällt auf, daß die Bordstationen der deutschen Kriegsschiffe nur über Reichweiten von 150 km verfügen, während bereits 54 französische Kriegsschiffe Stationen mit Reichweiten von 700 km besitzen. Von den Handelsschiffen begnügt sich die Mehrzahl mit Reichweiten bis zu 300 km, etwa 60 haben Reichweiten von über 300 bis 600 km und etwa 12 Stationen solche von über 600 km. Bezüglich der Reichweiten dürfte eine wesentliche Änderung eintreten, wenn erst die jetzigen Knallfunkenstrecken durch die Wienschen Löschfunkenstrecken ersetzt sein werden.

Auszug aus dem vom internationalen Bureau des Welttelegraphenvereins in Bern herausgegebenen internationalen Verzeichnis der Funkentelegraphenstationen.

a) Küstenstationen.

Namen	Normale Reichweite km	F. T.-System	Art d. Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Belgien.				
Nieuport	100	Marconi	Aufnahme d. Anrufe mit dem Kohärer; Aufnahme der Telegramme m. magnetischem Wellenanzeiger	120 300
Brasilien.				
Mocangue	50	Telefunken	Schreibapparat u. Hörapparat	300
Babylonia	200	»	»	»
Ilha das Cobras	»	»	»	»
Guaratiba	50	Marconi	Hörapparat	»
Ponta Negra	»	»	»	»
Rijo	»	»	»	»
Villegaignon	»	»	»	»
Raza	200	»	»	»

Namen	Normale Reichweite km	F. T.-System	Art d. Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Britisch-Indien.				
Bombay Radio	560	Lodge-Muirhead	Hörapparat	600
Chile.				
Escuela Naval	—	Marconi	—	—
Las Salinas	—	»	—	—
Playa Ancha (Bai von Valparaiso)	—	»	—	—
Dänemark.				
Drogden	30	Telefunken	Schreibapparat	300
Gedser	50	»	»	250
Gedser Havn	»	»	»	»
Blaavands Huk	60	»	»	200
Graadyb	»	»	»	»
Horns Rev.	»	»	»	»
Vyl	»	»	»	»
Kopenhagen	300	»	Hör- u. Schreibapparat	300 600 600
Deutschland.				
Elbe Feuerschiff Eins	65	»	Schreibapparat	300
Weser Feuerschiff	»	»	»	»
Adlergrund Feuerschiff	100	»	»	»
Außenjade Feuerschiff	»	»	»	»
Borkum Riff Feuerschiff	»	»	»	»
Eider Feuerschiff	120	»	Hör- u. Schreibapparat	300 600
Bremerhaven Lloydhalle	150	»	»	300
Borkum Neuer Leuchtturm	175	»	Schreibapparat	»
Arkona	200	»	»	600
Bülk	»	»	»	300
Cuxhaven	»	»	»	»
Helgoland	»	»	»	600
Tsingtau (Signalberg)	»	»	»	300
Norddeich	500—600	»	Hör- u. Schreibapparat	600
Angaur (Palau Inseln)	500	»	Hörapparat	—
Yap (Karolinen)	»	»	»	—
Amrumbank (Feuerschiff)	50	De Forest	Hör- u. Schreibapparat	600
Frankreich.				
Brest-Arsenal	—	Französ. Marine	»	—
Bizerte	—	»	»	—
Oran	—	»	»	—
Port Vendres	—	»	»	—

Namen	Normale Reichweite km	F. T.-System	Art d. Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Frankreich.				
Toulon-Ecole	—	Französ. Marine	Hör- u. Schreibapparat	—
Toulon-Mourillon	—	»	»	—
Ajaccio	700 bei Tage 2000 Nachts	»	»	600
Brest-Kerlaer	»	»	»	»
Cherbourg	»	»	»	»
Dunkerque	»	»	»	»
Lorient	»	»	»	»
Rochefort	»	»	»	»
Ouessant	200	Französ. Staat	Hörapparat	»
Porquerolles	»	»	»	300
S. Maries de la Mer	700	»	»	600
Fort de l'Eau	»	»	»	»
Boulogne sur Mer	300	» u. Bellini u. Tosi	»	300
Dieppe	100	Rochefort	»	400
Gibraltar.				
Gibraltar (Windmill Hill)	—	—	—	—
Großbritannien.				
Alderney	—	—	—	—
Corkbeg	—	—	—	—
Culver Cliff	—	—	—	—
Dover	—	—	—	—
Felixstowe	—	—	—	—
Guernsey	—	—	—	—
Jersey	—	—	—	—
Portland Bill	—	—	—	—
Portpatrick	—	—	—	—
Rame Head	—	—	—	—
Scilly Island	—	—	—	—
Sheerness	—	—	—	—
Cross Sand Lightship	10	Marconi	Schreibapparat	280
Gull Lightship	12	»	»	»
Tongue Lightship	»	»	»	»
East Goodwin Lightship	20	»	»	»
South Goodwin Lightship	24	»	»	»
Sunk Lightship	48	»	»	»
Caister-on-Sea	120	»	Hörapparat	300
Liverpool (Seaforth)	»	»	»	»

Namen	Normale Reichweite km	F. T.-System	Art d. Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Großbritannien.				
Lizard	120	Marconi	Hörapparat	300
Malin Head	»	»	»	»
Niton	»	»	»	»
North Foreland	»	»	»	»
Rosslare	»	»	»	»
Bolt Head	160	»	»	600
Lochboisdale	200	»	Hör- u. Schreibapparat	300
Tobermory	»	»	»	»
Crookhaven	400	»	Hörapparat	600
Parkeston Quay	200	Lodge-Muirhead	»	450 600
Heysham Harbour	240	»	Hör- u. Schreibapparat	400
Hunstanton	80	De Forest	»	300
Skegness	»	»	»	»
Cullercoats	400	»	Hörapparat	600
	550	Poulsen	»	»
Newhaven	100	Rochefort	»	400
Italien.				
Messina	50	Marconi	Hör- u. Schreibapparat	50
Reggio	»	»	»	»
Villa San Giovanni	»	»	»	»
Bardera	250—300	»	»	700—750
Brava	»	»	»	»
Giumbo (Benadir)	»	»	»	»
Itala (Benadir)	»	»	»	300
Lugh (Benadir)	»	»	»	»
Merka (Benadir)	»	»	»	»
Mogadisco (Benadir)	»	»	»	»
Asinara	300	»	»	75 300
Bari	»	»	»	300
Capo Mele	»	»	»	75 300
Capo Sperone	»	»	»	»
Cozzo Spadaro	»	»	»	»
Forte Spuria	»	»	»	»
Monte Cappuccini	»	»	»	»
Monte San Guiliano	»	»	»	»
Palmaria	»	»	»	»
Ponza	»	»	»	»
S. Maria di Leuca	»	»	»	»
Venezia	»	»	»	»
Viesti	»	»	»	»

Namen	Normale Reichweite km	F. T. System	Art d. Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Japan.				
Choshi	1200–2000	Teishinsho	Hörapparat	300
Osezaki	»	»	»	»
Otsuishi	»	»	»	»
Shiomisaki	»	»	»	»
Tsunoshima	»	»	»	»
Malta.				
Malta	—	—	—	—
Mexiko.				
Cabo Haro	150	Telefunken	»	480 »
S. Rosalia de Baja California	»	»	»	»
Cerritos de Sinalva	330	»	»	600 1600
S. José del Cabo	»	»	»	»
Niederlande.				
Haaks (bateau-phare)	120	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	400
Hoek van Holland	100	gemischt	Hörapparat	300 450 600
Scheveningue-Port	800	»	»	600
Norwegen.				
Flekkerö	—	—	—	—
Röst	60	Telefunken	Schreibapparat	600
Sörvaagen	60	»	»	»
Tjömö	—	—	—	—
Österreich-Ungarn.				
Castelnuovo (Adriat. Meer)	—	Telefunken	—	—
Pola (Adriat. Meer)	—	»	Hör- u. Schreibapparat	—
Sebenico (Adriat. Meer)	500	»	»	300 600
Portugal.				
Corvo (Azoren)	120	De Forest	»	300 600
S. Maria (Azoren)	»	»	»	»
S. Miguel (Azoren)	»	»	»	»
Fayal (Azoren)	250	»	»	»
Flores (Azoren)	»	»	»	»

Namen	Normale Reichweite km	F. T.-System	Art d. Empfangsapparate (Schreib-, Hörapparate o. a.)	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Rumänien.				
Constantza-Tunnel	500	Branly-Popp	Morseschreiber	600
Rußland.				
Helsingfors	—	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	360
Kronstadt	—	»	»	»
Libau	—	»	»	»
Nicolaistad	—	»	»	»
Sebastopol	—	»	»	»
Vladivostok	—	»	»	»
Abo	—	Marconi	»	»
Lekhté	—	»	»	»
Presté	—	»	»	»
Reval	—	»	»	»
St. Petersbourg	—	—	—	rd. 1200
Vladivostok	—	—	—	»
Wiborg	—	—	—	»
Spanien.				
Cadiz	12	Rochefort	Schreibapparat	70
Matagorda	»	»	»	»
Uruguay.				
Cerro de Montevideo	500—700	Telefunken	»	450 600 800
Punta del Este	500	Marconi	Morse u. magnetischer Detektor	600 1700
Westindien.				
Bermuda	—	—	—	—
Jamaica (Bowden)	320 bei Tage 480 nachts	Lepel	Hörapparat	600
Jamaica	200 bei Tage 300 nachts	»	»	»
Tobago	160	Lodge-Muirhead	Hör- u. Schreibapparat	»
Trinidad	160	»	»	»

b) Bordstationen.

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Belgien.					
Handelsschiffe pp.:					
La Flandre. — Leopold II. — Marie-Henriette.— Prince Albert. — Princesse Clémentine. — Princesse Elisabeth.— Princesse Henriette. — Princesse Josephine. — Le Rapide. — Ville de Douvres.	Ostende	ungefähr 100	Marconi	Morseschreiber	120
Brasilien.					
Kriegsschiffe:					
Deodoro. — Floriano. — Republica.	—	80	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	300
Benjamin Constant. — Riachuelo — Tamandaré	—	100	»	»	»
Andrada	—	150	»	»	»
Tupy — Tymbira	—	50	Marconi	Hörapparat	»
Amazonas — Matto Grosso — Pará — Piauhy	—	100	»	»	»
Barroso — Tamoyo	—	—	«	»	»
Tiradentes	—	30	M. B.	»	»
Chile.					
Kriegsschiffe:					
Blanco — Capitan Prat — Chacabuco — Esmeralda — O'Brien — O'Higgins — Zenteno	—	—	Marconi	—	—
Dänemark.					
Kriegsschiffe:					
Dannebrog — Islands Falk	Kopenhagen	80	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	300 600
Skjold	»	100	»	»	»
Gejser — Hejmdal — Hekla — Herluf Trolle — Iver Hoitfeldt — Olfert Fischer — Peder Skram	»	200	»	»	»
Handelsschiffe pp.:					
C.F. Tietgen — Hellig Olav — Oscar II. — United States	Kopenhagen	400	De Forest	Hörapparat	300 600

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Deutschland.					
Kriegsschiffe:					
Aegir — Albatroß — Amazone — Arcona — Ariadne — Beowulf — Berlin — Blitz — Blücher — Brandenburg — Braunschweig — Bremen — Danzig — Deutschland — Drache — Dresden — Eber — Elsaß — Emden — Frauenlob — Freya — Friedrich Carl — Frithjof — Fürst Bismarck — Gazette — Gefion — Gneisenau — Grille — Hagen — Hamburg — Hannover — Hansa — Hay — Heimdall — Hela — Hertha — Hessen — Hildebrand — Hohenzollern — Iltis — Irene — Jaguar — Kaiser Barbarossa — Kaiser Friedrich III. — Kaiserin Augusta — Kaiser Karl der Große — Kaiser Wilhelm II. — Kaiser Wilhelm d. Große — Königsberg — Kurfürst Friedrich Wilhelm — Leipzig — Lothringen — Lübeck — Luchs — Mecklenburg — Medusa — München — Nautilus — Niobe — Nürnberg — Nymphe — Odin — Panther — Pelikan — Pfeil — Pommern — Preußen — Prinz Adalbert — Prinzeß Wilhelm — Prinz Heinrich — Roon — Scharnhorst — Schlesien — Schleswig-Holstein — Schwaben — Siegfried — Sleipner — Stettin — Stuttgart — Thetis — Tiger — Undine — Victoria Luise — Vineta — Vulkan — Weißenburg — Wettin — Wittelsbach — Wörth — Württemberg — York — Zähringen — Zieten		150	Telefunken	Schreibapparat	300 600

b) Bordstationen.

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Belgien.					
Handelsschiffe pp.:					
La Flandre. — Leopold II. — Marie-Henriette. — Prince Albert. — Princesse Clémentine. — Princesse Elisabeth. — Princesse Henriette. — Princesse Josephine. — Le Rapide. — Ville de Douvres.	Ostende	ungefähr 100	Marconi	Morseschreiber	120
Brasilien.					
Kriegsschiffe:					
Deodoro. — Floriano. — Republica.	—	80	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	300
Benjamin Constant. — Riachuelo — Tamandaré	—	100	»	»	»
Andrada	—	150	»	»	»
Tupy — Tymbira	—	50	Marconi	Hörapparat	»
Amazonas — Matto Grosso — Pará — Piauhy	—	100	»	»	»
Barroso — Tamoyo	—	—	«	»	»
Tiradentes	—	30	M. B.	»	»
Chile.					
Kriegsschiffe:					
Blanco — Capitan Prat — Chacabuco — Esmeralda — O'Brien — O'Higgins — Zenteno	—	—	Marconi	—	—
Dänemark.					
Kriegsschiffe:					
Dannebrog — Islands Falk	Kopenhagen	80	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	<u>300</u> 600
Skjold	»	100	»	»	»
Gejser — Hejmdal — Hekla — Herluf Trolle — Iver Hoitfeldt — Olfert Fischer — Peder Skram	»	200	»	»	»
Handelsschiffe pp.:					
C. F. Tietgen — Hellig Olav — Oscar II. — United States	Kopenhagen	400	De Forest	Hörapparat	<u>300</u> 600

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Deutschland.					
Kriegsschiffe:					
Aegir — Albatroß — Amazone — Arcona — Ariadne — Beowulf — Berlin — Blitz — Blücher — Brandenburg — Braunschweig — Bremen — Danzig — Deutschland — Drache — Dresden — Eber — Elsaß — Emden — Frauenlob — Freya — Friedrich Carl — Frithjof — Fürst Bismarck — Gazette — Gefion — Gneisenau — Grille — Hagen — Hamburg — Hannover — Hansa — Hay — Heimdall — Hela — Hertha — Hessen — Hildebrand — Hohenzollern — Iltis — Irene — Jaguar — Kaiser Barbarossa — Kaiser Friedrich III. — Kaiserin Augusta — Kaiser Karl der Große — Kaiser Wilhelm II. — Kaiser Wilhelm d. Große — Königsberg — Kurfürst Friedrich Wilhelm — Leipzig — Lothringen — Lübeck — Luchs — Mecklenburg — Medusa — München — Nautilus — Niobe — Nürnberg — Nymphe — Odin — Panther — Pelikan — Pfeil — Pommern — Preußen — Prinz Adalbert — Prinzeß Wilhelm — Prinz Heinrich — Roon — Scharnhorst — Schlesien — Schleswig-Holstein — Schwaben — Siegfried — Sleipner — Stettin — Stuttgart — Thetis — Tiger — Undine — Victoria Luise — Vineta — Vulkan — Weißenburg — Wettin — Wittelsbach — Wörth — Württemberg — York — Zähringen — Zieten		150	Telefunken	Schreibapparat	300 600

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Deutschland.					
Handelsschiffe pp.:					
Senator Holthusen — Senator Refardt	Cuxhaven	80	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	300
Prinz Waldemar	Kiel	90	»	Schreibapparat	»
Prinz Sigismund (Kiel Korsör)	»	100	»	»	»
Jade	—	150	»	»	300 600
Annie Hugo Stinnes VI. — Fritz Hugo Stinnes V.	Mülheim (Ruhr)	150	»	Hörapparat	300 450 600
Bremen	Bremen	200	»	»	300 600
Cap Arcona — Cap Blanco — Cap Ortegel — Cap Roca — Cap Verde — Cap Vilano	Hamburg	»	»	»	»
Adeline — Hugo Stinnes III. — Claire Hugo Stinnes I. — Nora Hugo Stinnes II.	Mülheim (Ruhr)	300	»	»	300 450 600
Clara Blumenfeld	Hamburg	»	»	Hör- u. Schreibapparat	»
Edmund Hugo Stinnes IV.	Mülheim (Ruhr)	»	»	Hörapparat	»
Großherzog v. Oldenburg	Nordenham	»	»	Hör- u. Schreibapparat	300 600
König Friedrich August	Hamburg	»	»	Hörapparat	»
Meteor	»	»	»	Hör- u. Schreibapparat	»
Corcovado	»	350	»	Hörapparat	300 450 600
Helene Blumenfeld	»	»	»	Hör- u. Schreibapparat	300 350 450 600
Ypiranga	»	»	»	Hörapparat	300 450 600
Eleonore Wörmann	»	500	»	»	300 600
Kleist	Bremen	»	»	»	300 450 600
Lucie Wörmann	Hamburg	»	»	»	300 600
Heluan	»	»	»	»	300 450 600
Holger — Prinz Regent Luitpold	Bremen	600	»	»	»
Adolf Wörmann — Gertrud Wörmann	Hamburg	»	»	»	»
Prinz Adalbert — Prinz Oscar	»	250	Marconi	»	300 600

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Deutschland.					
Handelsschiffe pp.:					
Amerika — Batavia — Blücher — Bulgaria — Deutschland — Graf Waldersee — Hamburg — Kaiserin Augusta Victoria — Moltke — Patricia — Pennsylvania — Président Grant — President Lincoln — Pretoria	Hamburg	300	Marconi	Hörapparat	300 oder 300 600
Barbarossa — Friedrich d. Große — König Albert — Königin Luise — Neckar — Prinzeß Alice — Main — Rhein — Prinzeß Irene	Bremen	»	»	»	300 600
Prinz Friedrich Wilhelm	»	»	»	»	120 300 600
Berlin — George Washington	»	400	»	»	110 300 600
Großer Kurfürst — Kaiser Wilhelm II. — Kaiser Wilhelm der Große — Kronprinzessin Cecilie — Kronprinz Wilhelm	»	»	»	»	300 600
Cincinnati — Cleveland	Hamburg	»	»	»	110 300 600
Prinz August Wilhelm — Prinz Eitel Friedrich — Prinz Joachim — Prinz Sigismund (Atlasdienst) — Sarnia — Sibiria	»	370	De Forest	Hör- u. Schreibapparat	300
Oceana	»	480	»	»	300 600
Frankreich.					
Kriegsschiffe:					
Arbalète — Arc. — Arquebuse — Baliste — Bélier — Bombarde — Bouclier — Branlebas — Carabine — Carabinier — Carquois — Casque — Catapulte — Cavalier — Chasseur — Cimeterre — Claymore — Cognée — Coutelas — Dague — Dard — Dunois — Durandal — Epée — Epieu — Escopette — Étendard — Fanfare	—	150	Französ. Marine	»	300

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-System	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Frankreich.					
Kriegsschiffe:					
Fanion — Fantassin — Fauconneau — Faux-Flamberge — Fleuret — Fourche — Francisque — Gabion — Glaive — Hache — Hallebarde — Harpon — Hussard — Janissaire — Javeline — La Hire — Lansquenet — Mameluck — Massue — Mousquet — Mousqueton — Obusier — Oriflamme — Pertuisane — Pierrier — Pique — Pistolet — Poignard — Rapière — Sabre — Sabretache — Sagaie — Sarbacane — — Spahi — Stylet — Tirailleur — Trident — Tromblon — Vaucluse — Voltigeur — Yatagan	—	150	Französ. Marine	Hör- u. Schreibapparat	300
Alger — Bouvines — Cassard — Cassini — Cosmao — Descartes — Duchayla — Forbin — Foudre — Friant — Furieux — Galilée — Lavoisier — Requin	—	300	„	„	300 <u>600</u>
Amiral Aube — Amiral — Charner — Borda — Bouvet — Brennus — Bruix — Carnot — Charlemagne — Charles Martel — Chateaurenault — Condé — Condorcet — Danton — Démocratie — D'Entrecasteaux — Desaix — Diderot — Duguay-Trouin — Dupetit-Thonars — Dupleix — Dupuy de Lôme — Edgard Quinet — Ernest Renan — Gaulois — Gloire Guyedon — Guichen — Henri IV. — Jauréguiberry — Jeanne d'Arc — Jules Ferry — Jules Michelet — Jurien de la la Gravière	—	700 bei Tage 2000 nachts	„	„	„

Namen	Heimats-hafen	Normale Reich-weite km	F. T.-System	Art der Empfangs-apparate	Wellenlänge (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Frankreich.					
Kriegsschiffe:					
Justice — Kléber — Latouche Tréville — Léon Gambetta — Liberté — Marceau — Marseillaise — Masséna — Mirabeau — Montcalm — Patrie — Pothuau — République — Suffren — S. Louis — Vergniaud — Vérité — Victor Hugo — Voltaire — Waldeck Rousseau	—	700 bei Tage 2000 nachts	Französ. Marine	Hör- u. Schreibapparat	300 <u>600</u>
Handelsschiffe pp.:					
Algérie — Formosa — France — Italie — Pampa — Parana — Plata — Russie	Marseille	500	Compagnie Générale radiotélégraphique (Carpentier, Gaiffe, Rochefort)	Hörapparat	300
Jle de France	»	300	»	»	»
Corte	»	»	Compagnie française de télégraphie sans fil	»	»
Großbritannien.					
Kriegsschiffe:					
Aboukir — Achilles — Adventure — Aeolus — Africa — Agamemnon — Albemarle — Albion — Amethyst — Amphitrite — Andromeda — Antrim. — Argonaut — Argyll — Ariadne — Arrogant — Assistance — Astraea — Attentive — Bacchante — Barham — Bedford — Bellerophon — Berwick — Black Prince — Blake — Blenheim — Boadicea — Bonaventure — Brilliant — Britannia — Bulwark — Cäsar — Cambrian — Canopus — Carnarvon — Challenger — Charybdis	—	—	—	»	—

Namen	Heimats-hafen	Normale Reich-weite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangs-apparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Großbritannien.					
Kriegsschiffe:					
Cochrane — Commonwealth — Cornwall — Cornwallis — Crescent — Cressy — Cumberland — Cyclops — Defence — Devonshire — Diadem — Diamond — Diana — Dido — Dominion — Donegal — Doris — Drake — Dreadnought — Duke of Edinburgh — Duncan — Eclipse — Edgar — Empress of India — Encounter — Endymion — Essex — Europa — Euryalus — Exmouth — Flora — Foresight — Formidable — Forte — Forth — Forward — Fox — Furious — Gibraltar — Glory — Goliath — Good Hope — Grafton — Hampshire — Hannibal — Hawke — Hazard — Hecla — Hermes — Hermione — Hibernia — Highflyer — Hindustan — Hogue — Hood — Hyacinth — Illustrious — Implacable — Indefatigable — Indomitable — Inflexible — Invincible — Irresistible — Isis — Juno — Jupiter — Kent — King Alfred — King Edward VII. — Lancaster — Leander Leviathan — London — Lord Nelson — Magnificent — Majestic — Mars — Minerva — Minotaur — Monmouth — Natal — New Zealand — Niobe — Ocean — Pandora — Pathfinder — Patrol — Pegasus — Pelorus — Perseus — Philomel — Pioneer — Powerful — Prince George	—	—	—	—	—

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Großbritannien.					
Kriegsschiffe:					
Prince of Wales — Prometheus — Proserpine — Psyche — Pyramus — Queen — Ramillies — Renown — Repulse — Resolution — Revenge — Roxburgh — Royal Arthur — Royal Oak — Royal Sovereign — Russell — Sapphire — Sappho — Scylla — Sentinel — Shannon — Sirius — Skirmisher — Spartiate — Suffolk — Superb — Sutlej — Swiftsure — S. George — Talbot — Temeraire — Terpsichore — Terrible — Thames — Theseus — Topaze — Triumph — Venerable — Vengeance — Venus — Victorious — Vindictive — Vulcan — Warrior	—	—	—	—	—
Handelsschiffe pp:					
Ben-my-Chree — Empress Queen — Viking	Douglas	120	Marconi	Hörapparat	300
Mackay-Bennet	Glasgow	»	»	»	110 <u>300</u>
Inanda — Inkosi	Aberdeen	160	»	»	»
Iroquois — Minneapolis — Minnehaha — Minnetonka — Navahoe	Belfast	»	»	»	»
Caledonia — California — Columbia — Corsican — Furnessia — Grampian — Hesperian — Tamarac — Tunisian — Victorian — Virginian	Glasgow	»	»	»	»
Narragansett	Greenock	»	»	»	»
Adriatic — Antony — Arabic — Baltic — Campania — Canada — Carmania — Caronia — Carpathia — Cedric — Celtic — Cymric — Dominion — Empress of Britain — Empress of Ireland — Etruria — Ivernia	Liverpool	»	»	»	»

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Großbritannien.					
Handelsschiffe pp.:					
— Lake Champlain — Lake Erie — Lake Manitoba — Lake Michigan — Lucania — Majestic — Milwaukee — Monmouth — Montcalm — Montezuma — Montfort — Montreal — Mount Royal — Mount Temple — Oceanic — Pannonia — Saxonia — Teutonic — Ultonia — Umbria — Zeeland	Liverpool	160	Marconi	Hörapparat	110 300
Montrose	London	"	"	"	"
Buccaneer — Cambria	"	200	"	"	300 600
Amazon — Aragon — Araguaya — Asturias — Avon	Belfast	320	"	"	"
Morea	Glasgow	"	"	"	"
Malwa — Mantua	Greenock	"	"	"	"
Aaro — Oslo	Hull	"	"	"	"
Canopic — Cretic — Florizel — Laurentic — Megantic — Romanic — Rosalind	Liverpool	"	"	"	"
Colonia — Empress of China — Empress of Japan	London	"	"	"	"
Tortona	Newcastle	"	"	"	"
Minnewaska	Belfast	400	"	"	"
Lusitania — Mauretania	Liverpool	"	"	"	110 300 600
Minia	London	160	Anglo American Telegraph Comp.	"	300
Oruba	Liverpool	300	De Forest	"	"
Atrato — Clyde — Magdalena — Orinoco — Tagus — Thames — Trent	London	"	"	"	"
Joseph Vaccaro — Rosina	Liverpool	320	"	"	"
Brussels — Cambridge — Chelmsford — Colchester Copenhagen	Harwich	200	Lodge-Muirhead	Hör- u. Schreibapparat	300 450 600
Londenderry	Belfast	240	"	"	300 400
Amsterdam — Dresden — Munich — Vienna	Harwich	280	"	"	300 450

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Italien.					
Handelsschiffe pp.:					
Ancona — Duca Abruzzi — Europa — Liguria — Lombardia — Principe di Piemonte. — Regina d'Italia — Rè d'Italia — Taormina — Tomaso di Savoia — Umbria — Verona	Genua	150	Marconi	Hör- u. Schreibapparat	75 300
Japan.					
Handelsschiffe pp.:					
Awamaru — Chiyomaru — Hongkongmaru — Inabamaru — Kayomaru — Nipponmaru — Shinanomaru — Tambamaru — Tenyomaru	Tokio	1200 bis 2000	Teishinsho	Hörapparat	300
Niederlande.					
Kriegsschiffe:					
Evertsen — Kortenaer — Piet Hein	—	200	Telefunken	»	300 600
Friesland — Jacob van Heemskerck — Zeehond	—	»	»	Hör- u. Schreibapparat	»
De Ruyter — Gelderland — Holland — Utrecht	—	300	»	Hörapparat	300 600
Koningin Regentes — Maarten Harpertz Tromp. — Noordbrabant	—	»	»	Hör- u. Schreibapparat	»
Hertog Hendrik	—	1200	»	Hörapparat	»
Handelsschiffe pp.:					
Batavier II — Batavier III — Batavier IV — Batavier V	Rotterdam	250	Marconi	Hör- u. Schreibapparat	300 500
Friesia — Hollandia	Amsterdam	»	»	Hörapparat	300 600
Nieuw Amsterdam — Noordam — Ryndam — Statendam	»	300	»	»	120 300 600
Rotterdam	Rotterdam	100 300 400 entsprech. d. benutzten Wellenlänge	»	»	»
Duitschland — Engeland — Koningin Regentes — Koningin Wilhelmina — Nederland — Prins Hendrik	Vlissingen	250	Gemischt	»	»

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Norwegen.					
Kriegsschiffe:					
Draug — Eidsvold — Frithjof — Harald Haarfagre — Heimdal — Norge — Skarv — Teist — Tordenskjold — Troll — Valkyrjen — Viking	—	—	—	—	—
Handelsschiffe pp.:					
Kong Harald	Drontheim	100—120	Telefunken	Hörapparat	300 450
Österreich-Ungarn.					
Kriegsschiffe:					
Árpád — Aspern — Babenberg — Budapest — Erzherzog Ferdinand Max — Erzherzog Franz Ferdinand — Erzherzog Friedrich — Erzherzog Karl — Habsburg — Kaiser Karl VI. — Lacroma — Miramar — Monarch — Pelikan — Radetzky — Szigetvár — S. Georg — Wien — Zenta — Zrinyi	—	—	»	—	—
Rumänien.					
Handelsdampfer pp.:					
Dacia — Imparatul Trajan — Regele Carol I. — Romania	Constandza	500	Branly-Popp	Schreibapparat	600
Principesa Maria	»	»	»	Hörapparat	»
Rußland.					
Handelsdampfer pp.:					
Esthonie — Rossia	Libau	600—700	De Forest	»	300
Schweden.					
Kriegsschiffe:					
Äran — Claës Horn — Clas Uggla — Dristigheten — Edda — Fylgia — Göta — Jacob Bagge — Magne — Manligheten — Mode — Niord — Oden — Örnen	—	—	—	—	—

Namen	Heimatshafen	Normale Reichweite km	F. T.-Systeme	Art der Empfangsapparate	Wellenlängen (die normale Wellenlg. ist unterstrichen) m
Schweden.					
Kriegsschiffe:					
Oscar II. — Psilander — Ragnar — Rota. — Sigurd — Skuld — Svea — Tapperheten — Thor — Thule — Vidar — Wale — Wasa	—	—	—	—	—
Spanien.					
Kriegsschiffe:					
Numancia	—	120	Telefunken	Hör- u. Schreibapparat	450
Princesa de Asturias	—	180	„	„	350 450 550
Giralda	—	150—300	„	„	450 550
Cataluna	—	200	„	„	350 . 450 550
Carlos V	—	200—250	„	„	450 550

(Eingesandt 15. Juni 1910.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 240 517 von Dr.-Ing. Rudolf Goldschmidt in Charlottenburg-Westend betrifft ein Verfahren zum Empfang elektrischer Wellen, welches dadurch gekennzeichnet ist, daß die Frequenz der aufgefangenen elektrischen Wellen in asynchromen Umformern, denen sie unmittelbar oder unter Vermittelung von Zwischenkreisen zugeführt werden, in eine niedrigere Frequenz umgeformt werden. Die hierzu verwendete Anordnung ist in Fig. 1 dargestellt. In die Statorwickelung S wird der von der Antenne A kommende und zur Erde E abfließende Hochfrequenzstrom hineingeleitet, während der Rotor R zweckmäßig auf einen zur Abstimmung dienenden Kondensator C kurzgeschlossen ist. T ist der Empfangsapparat. Hat z. B. der ankommende Hochfrequenzstrom 30 000 Perioden pro Sekunde (10 000 m Wellenlänge), was etwa der niedrigsten Frequenz entspricht, die in der drahtlosen

Telegraphie verwendet wird, und will man im Telephon einen leicht wahrnehmbaren Ton, also etwa in der Größenordnung 500 pro Sekunde erzeugen, so darf die Geschwindigkeit des Rotors sich von der asynchromen nur um + oder $-\frac{500}{30\,000} = 1{,}67\,\%$ unterscheiden, d. h. einen Schlupf von $1{,}67\,\%$ haben, d. h. der Rotor muß nahezu asynchron laufen. Derselbe Gegenstand ist in der französischen Patent-

Fig. 1.

Fig. 2.

schrift Nr. 428 072 und in der britischen Patentschrift Nr. 8387 vom Jahre 1911 dem Erfinder geschützt.

Die deutsche Patentschrift Nr. 240 799 und die französische Patentschrift Nr. 427 456 von E. Girardeau in Paris betreffen eine Empfangs- und Sendeanordnung für Funkenämter, deren eine Ausführungsform in Fig. 2 dargestellt ist. Um bei funkentelegraphischen Ämtern schneller den Übergang vom Sende- auf den Empfangszustand zu ermöglichen, hatte man bisher die Anordnung so getroffen, daß die Primärwickelung J des Empfängers D an eine Unterbrechungsstelle C im Luftleiter gelegt wurde, die beim Senden einfach überschlagen wurde, während sie beim Empfangen als Unterbrechungsstelle wirkte und die aufgefangenen Schwingungen zwang, durch die Primärspule des Empfängers zu fließen. Da aber diese Unterbrechungsstelle nicht unter eine gewisse Länge verkürzt werden kann, da sonst die Ge-

fahr besteht, daß sich ein dauernder Kurzschluß bildet, so mußte bisher der Detektor verhältnismäßig kräftig, d. h. wenig empfindlich sein, da er sonst beim Senden zerstört würde. Um diesen Nachteil zu vermeiden, läßt Girardeau die ultravioletten Strahlen der Senderfunkenstrecke E des oszillierenden Primärsendekreises EP unmittelbar oder mittelbar auf die Unterbrechungsstelle C einwirken, um die Entladungsspannung bei C während des Sendens und damit die Beanspruchung des Detektors D zu verringern. Anstatt unmittelbar den Einfluß der Funkenstrecke E zu benutzen, kann man auch beispielsweise ein luftleer gepumptes oder mit Neon gefülltes Rohr verwenden, das entweder im Nebenschluß zu einem Teil des Primär- oder Sekundärstromkreises des Senders oder auch parallel zur Funkenstrecke E selbst liegt. Die von diesem Rohr während des Sendens ausgehenden Strahlen üben dabei dieselbe Wirkung auf die Unterbrechungsstelle C aus.

Das D. R. P. Nr. 237 757 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin betrifft ein Verfahren zur Herstellung von Spulen für die Hochfrequenztechnik, wobei Leiter (Drähte, Litzen o. dgl.) verwendet werden, die in einer Isolationsmasse, wie z. B. Schellack o. dgl. auf ihrer Unterlage befestigt sind. Das Verfahren besteht darin, daß die Isolationsmasse ungelöst und in trockenem Zustande auf die auf ihre Unterlage gelegten Leiter gebracht und dann unter gleichzeitiger Anwendung von Wärme und Druck aufgeweicht und zu einer die Leiter umschließenden und auf der Unterlage festhaltenden, durch und durch gleichförmigen trockenen Masse geformt wird, um so ein vollkommen gleichförmiges, unveränderliches und von Temperatureinflüssen unabhängiges Dialektikum zu bekommen.

Eine Kühleinrichtung für Spulen der Hochfrequenztechnik betrifft das D. R. P. Nr. 237 931 der C. Lorenz A.-G. in Berlin. Die Spulen (i, k, l in Fig. 3) sind dabei kegelförmig gewickelt und, durch Schnüre (m n o) zusammengehalten, derart freitragend angeordnet, daß die Kühlflüssigkeit ungehindert zwischen den einzelnen Windungen zirkulieren kann. Die Tragvorrichtung (b c d) für die Spulen innerhalb des Gefäßes a für die Kühlflüssigkeit ist dabei zugleich mit Bohrungen (e f g) versehen und somit als Zirkulationseinrichtung für die Kühlflüssigkeit ausgebildet.

Das D.R.P. Nr. 235 881 derselben Firma betrifft eine Koppelungseinrichtung für Empfangsapparate der drahtlosen Telegraphie. Hierbei ist die Koppelungsspule des Detektors zwangläufig mit der beweglichen Spule eines Selbstinduktionsvariometers verbunden, so daß das Übersetzungsverhältnis zwischen Koppelungsspule und Variometer 1 : 2 bzw.

etwas mehr oder weniger als 1 : 2 beträgt. Diese Koppelungseinrichtung wird derart ausgeführt, daß das Variometer durch ein Planeten- oder ähnliches Getriebe mit der Koppelungsspule verbunden ist. Zwecks Erzielung eines beliebigen Koppelungsgrades kann die Anordnung auch so getroffen werden, daß die Koppelungsspule von Hand entkuppelt werden kann.

Durch das D. R. P. Nr. 237 177 ist der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin ein Stromabnehmer geschützt worden, der insbesondere für veränderliche Spulen der drahtlosen Telegraphie bestimmt

Fig. 3.

Fig. 4.

ist. Die Stromabnahme erfolgt dabei durch mit reibenden oder schabenden Kanten versehene Zwischenstücke, die einzeln oder paarweise unabhängig voneinander an den Leiter angedrückt werden und sich auf diese Weise jeder Krümmung des Leiters anpassen.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch das D. R. P. Nr. 233 462 einen Antrieb der beweglichen Teile von Abstimmapparaten, wie Drehkondensator, Variometer u. dgl. schützen lassen. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die Bewegung des Handrades, -hebels o. dgl. (7 in Fig. 4) auf die beweglichen Apparateteile (2) durch eine unrunde Nockenscheibe (4) oder ein kinematisch gleichwertiges Element derart übertragen wird, daß gleich großen Wegen des Handrades in den verschiedenen Stellungen ungleich große Wege der beweglichen Apparateteile entsprechen. Fig. 4 zeigt diesen Antrieb beispielsweise bei einem Variometer mit der festen Spule 1 und der beweglichen Spule 2. Die Übertragung der Bewegung des Handrades 7 auf die bewegliche

Spule 2 erfolgt durch einen Riemen oder ein anderes biegsames Organ und durch eine Schraubenspindel 6.

Das D. R. P. Nr. 237456 von Blondel in Paris betrifft ein Verfahren zur Bestimmung der Bewegungsrichtung von Hertzschen Wellen unter Benutzung mehrerer in verschiedener Orientierung feststehend angeordneter, offener oder geschlossener Rahmen zur Aufnahme der Wellen. Das Wesen dieses Verfahrens besteht darin, daß diese Rahmen nacheinander und abwechselnd auf einen gemeinsamen Empfänger zur Einwirkung gebracht werden, wobei unter Konstanthaltung der Induktionswirkung eines Rahmens, der den schwächeren Ton hervorruft, die Induktionswirkung des anderen Rahmens, welcher den stärkeren Ton hervorruft, so lange geschwächt wird, bis die Wirkungen in beiden Fällen gleich groß geworden sind; aus der zur Herbeiführung des Ausgleichs nötigen Verstellung kann dann an einer Gradeinteilung das Azimut der Richtung der eintretenden Wellen abgelesen werden, während die Unsicherheit, welche betreffs der Richtung der Fortpflanzung der Wellen besteht, dadurch aufgehoben wird, daß man entweder die Stromkreise der Rahmen oder den Stromkreis eines Rahmens und einer Hilfsantenne abwechselnd in Streifenschaltung oder in Gegenschaltung bringt.

Das D. R. P. Nr. 236 327 von R. A. Fessenden in Brant Rock, Mass., V. St. A. betrifft ein Verfahren zur Übertragung von Zeichen ohne fortlaufenden Draht; hierbei werden wagerechte oder schwach gegen die Wagerechte geneigte, an beiden Enden geerdete Antennen zum Senden oder Empfangen benutzt, die in ihrer Längsrichtung elektromagnetische Wellen aussenden bzw. aus dieser Richtung aufnehmen. Die Anordnung kann so ausgeführt werden, daß als beiderseits geerdete Antennen mehrere strahlenförmig angeordnete Wellenführungen benutzt werden, die voneinander durch strahlenförmig verlaufende Gräben getrennt sind und durch eine Schaltvorrichtung beliebig in Reihe oder parallel geschaltet werden können, je nach der gewünschten Sende- oder Empfangsrichtung.

E. Bellini und A. Tosi in Paris haben ein D. R. P. Nr. 239663 erhalten auf ein Verfahren zur Veränderung der Wellenlänge der Antennen in weiten Grenzen. Sie verbinden dabei mit den Geber- oder Empfangsapparaten einen oder mehrere gleichartige Leiter, die aus der Station herausgeführt und außerhalb derselben in einer geeigneten Gesamtlänge in einer oder mehreren Windungen verlegt sind; die benachbarten oder nebeneinander befindlichen Zweige müssen dabei für jeden Leiter genügend weit voneinander entfernt sein, um das Entstehen

einer Kapazität zwischen ihnen zu vermeiden; diese Leiter vereinigen sich dann am unteren Ende der Antennen.

Dr. Br. Glatzel in Berlin hat unter Nr. 239 325 ein Zusatzpatent zu seinem D. R. P. Nr. 231 963 (vgl. Jahrb. 4, S. 551) erhalten auf ein Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung, wobei die Glimmlichtstoßzone nach dem Hauptpatent benutzt wird. Nach diesem Zusatzpatent soll nun zur Erzielung der Glimmlichtzone die Funkenstrecke nur oberhalb derjenigen Temperatur benutzt werden, bei welcher der Umschlag in das Glimmlicht erfolgt.

Das D.R.P. Nr. 237 815 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und Telephonie, System S. Eisenstein in St. Petersburg, betrifft eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Stoßladungen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, bei welchem in einem Schwingungskreise ein Gleichrichterventil derart unter Berücksichtigung der Ladung eingeschaltet ist, daß es nur die erste halbe oder ganze Schwingung, nicht aber die nachfolgenden Schwingungen durchläßt. Eisenstein will nun, um Wechselstrom als Speisestrom verwenden zu können, im Schwingungskreise zwei Gleichrichterventile (z. B. aus Spitze und Platte bestehend) hintereinander schalten, wobei die Elektroden jeweils entgegengesetzt zueinander angeordnet sind. Die Schaltung ist beispielsweise in Fig. 5 dargestellt, wo 1 den Schwingungskreis mit der Selbstinduktion 2 und dem Kondensator 3 bedeutet, und 4, 5 die beiden Gleichrichterventile.

Fig. 5.

Das D. R. P. Nr. 240 798 von E. Girardeau in Paris betrifft eine Hochfrequenzwechselstrommaschine, wobei der Zweck verfolgt wird, die Verluste durch Hysteresis und Foucault-Ströme zu verringern. Zu diesem Zwecke schlägt Girardeau vor, in das Magnetgestell des Rotors oder des Stators Nuten mit einer Wickelung einzufügen, deren Polschritt ein gerades Vielfaches des Polschrittes der normalen, vom Wechselstrom durchflossenen Wickelungen beträgt; diese Wickelung soll von einem Gleichstrom durchflossen werden, welcher eine Sättigung der magnetischen Kraftlinienkreise herbeiführt. Hierdurch wird die Permeabilität auf einen niedrigeren Wert herabgesetzt und damit der gewünschte Effekt der Verringerung der Hysteresis- und Wirbelstromverluste herbeigeführt.

(Eingesandt 20. November 1911.)

Berichtigung.

Hertzsche Signale zur Zeitbestimmung und Messung der geographischen Längenunterschiede.

Durch ein Versehen ist im Heft 1 S. 4 in dem Artikel von P. Jégou eine unrichtige Figur abgedruckt worden. Als Ersatz dient die nachstehende.

(Eingesandt 25. Oktober 1911.)

In der Arbeit von Kimura im vorigen Heft sind einige Korrekturen stehen geblieben:

Seite				
Seite 222		anstatt	$V_{1\,\text{eff}}$	: V_1
„ 222		„	$J_{1\,\text{eff}}$	: J_1
„ 222		„	$\mathfrak{V}$	: V_f
„ 226	usf.	„	K W	: K V A
„ 227		„	$v_1 = 3600$	: $v_2 = 3600$
„ 229	in Tabelle	„	R_2'	: R_2
„ 230		„	$\mathfrak{V}_0 = 1/R$	: $\mathfrak{V}_0 = 1/R_2$
„ 232		„	$\frac{\mathfrak{V}_0 \sim V_2}{R_2}$	: $\frac{\mathfrak{V}_0\, v_2}{R_2}$

E.

(Eingesandt 15. November 1911.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

AEG-Zeitung, Oktober, November 1911.

E. Abderhalden, Fortschritte der Naturwissenschaftlichen Forschung. Verlag von Urban & Schwarzenberg, Berlin u. Wien 1911.
Band II M. 12.—, geb. M. 14.—
Band III M. 16.—, geb. M. 18.—

Friedrich Kohlrausch, Gesammelte Abhandlungen. II. Band (Elektrolyte, Elektrolytische Leitung, Leitvermögen und Polarisation, Physik der Lösungen). Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911.
M. 30.—, geb. M. 32.—

Fritz Achilles, Technisch-Wirtschaftliche Rundschau (erscheint am 1. u. 15. eines jeden Monats). Druck u. Verlag von Röth & Köhler, Mühlhausen i. Th.

Alfred Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre. VIII u. 331 S. mit 143 Abbildungen. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911.

Karl Strecker, Fortschritte der Elektrotechnik. Das Jahr 1910. Viertes Heft. Verlag von Julius Springer, Berlin 1911.

(Eingesandt 20. November 1911.)

Literaturverzeichnis.

Alexanderson, E. F. W., Elektrot. Ztschr. **32**, 1078, 1911. Die magnetischen Eigenschaften des Eisens bei Hochfrequenz bis zu 200000 Per./Sek.

Austin, L. W., Phys. Ztschr. **12**, 867, 1911. Der Gleichrichterdetektor mit Schleifenkontakt.

—, Phys. Ztschr. **12**, 868, 1911. Quantitative Versuche über drahtlose Telegraphie auf lange Strecken.

—, Journ. of the Wash. Acc. of Sc. **1** (Nr. 5), 143, 1911. Condenser losses at high frequencies.

—, Phys. Ztschr. **12**, 924, 1911. Vorläufige Mitteilung über den Widerstand von Antennen für drahtlose Telegraphie.

—, Journ. of the Wash. Acc. of Sc. **1** (Nr. 7), S. 190, 1911. Wave length and ground absorption of electrical waves. S. 192. Directive action of the Marconi bent antenna at Clifden (Ireland) S. 193. A table of radiation resistance for various wave lengths and antenna heights.

Baker, T., Thorne. Nature (London) Nr. 2191, S. 553, 1911. The Sharman-system of wireless telephony and telegraphy.

Blondel, A., La Lum. Él. **23** (Tome XVI [2]) 7, 129, 1911. Notes sur les aériens d'orientation en radiotélégraphie: les systèmes d'antennes conjugées.

—, C. R. **153**, 544, 1911. Sur les diverses méthodes de mesure de l'orientation radiotélégraphique dans le cas d'ondes entretenues.

—, C. R. **153**, 593, 1911. Influence de l'amortissement des ondes dans l'emploi des cadres d'orientation en radiotélégraphie.

Bourgeois, M., La Lum. Él. **33** (Tome XV [2]), 368, 1911. Détermination des coordonnées géographiques aux colonies en employant la télégraphie sans fil. Essai de la méthode entre Paris et Bruxelles.

Bredow, H., Ztschr. f. Schwachstromt. **5**, 521, 1911. Drahtlose Telephonie an Bord.

Brenot, P., La Lum. Él. **33** (Tome XV [2]) 259, 1911. La station radiotélégraphique de la Tour Eiffel.

Calzechi-Onesti, Temistocle. Rend. di Lomb. (2) **44**, 497, 1911. Le mie esperienze e quelle di Edoardo Branly sulla conduttività elettrica delle limatura metalliche.

Clay J., Proc. Amsterdam **14**, 126, 1911. On the influence of electric waves upon platinum-mirrors. (Coherer action.)

Curtis, H. L., Ztschr. f. Instrumentenkunde **31**, 321, 1911. (Ref. über Bull. Bur. of Stand. **6**, 431, 1911.) Glimmerkondensatoren als Kapazitätsnormale.

— u. **Grover, F. W.**, s. Grover.

Dubilier, W., Electrician **67**, 931, 1911. An improved wireless telephone-transmitter.

L'Électricien 31, (Tome 42 [2]) 173, 187, 1911. Radiotélégraphie.

Esau, A., Physik. Ztschr. **12**, 798, 1911. Über den Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger.

Gáti, Béla, E. u. M. Heft 42, 1911. Werden die Zeichen auch bei Wechselstromtelegraphie (mit Kabel) verlängert?

Glatzel, Br., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 821, 1911. Eine Maschine zur Demonstration von Wechselstromvorgängen.

Gockel, A., Phys. Ztschr. **12**, 1046, 1911. Über den luftelektrischen Vertikalstrom und dessen Zusammenhang mit dem Erdmagnetismus und den Erdströmen.

Gradenwitz, A., L'Électricien, Tome **42** (2), 225, 1911. Un ondemètre à lecture directe.

Grover, F. W. u. **Curtis, H. L.**, Journ. of the Wash. Acc. of Sc. **1** (Nr. 7) 194, 1911. Methods for the measurement of the effective inductance of resistance coils.

Günther, Erich, Verh. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. (Leipzig) III, S. 258, 1911. Energie von Öffnungs- und Schließungsfunken besonders bei einer zur Funkenstrecke parallel liegenden Kapazität.

Hartmann-Kempf, R., Elektrot. Ztschr. **32**, 1134, 1911. Hitzdrahtampèremeter ohne Nebenschluß für drahtlose Telegraphie.

Hausrath, H., Phys. Ztschr. **12**, 1044, 1911. Verfahren zur Darstellung periodischer Hochfrequenzkurven mit der Braunschen Röhre.

Herzfeld, Karl F., Wien. Anz. 1911, S. 366. Über die Beugung von elektromagnetischen Wellen an gestreckten, vollkommen leitenden Rotationsellipsoiden.

Hogan, L., La Lum. Él. **33** (Tome XVI [2]), 179, 1911. (Ref. über Der Mechaniker Nr. 15, 1911). Un nouveau dispositif de téléphonie sans fil.

Hupka, E., Ann. Phys. **36**, 440, 1911. Einfluß der geerdeten Umgebung auf die Höhe des Funkenpotentials zwischen Kugeln.

Jaffé, A., Ann. Phys. **36**, 534, 1911. Zur Theorie der Strahlungserscheinungen.

Kermond, de, L'Électricien **31** (Tome 42 [2]), 294, 1911. Sur un nouveau redresseur des courants alternatifs.

Kohlschütter, E., Ztschr. f. Instrumentenkunde **31**, 291, 1911. (Ref. über Ferrié, Journ. d. phys. **1**, 178, 1911). Einige neue Anwendungen der drahtlosen Telegraphie.

Larsen, A., Electrician **67**, 827, 1911. A new high frequency generator.

Levitsky, M., Electrician **68**, 109, 1911 (Ref. über Physik. Ztschr. **12**, 386, 1911) The damping of short electric waves.

Löwy, Heinrich, Separatabdruck aus dem Centralblatt für Mineralogie, Geologie u. Paläontologie Nr. 8, 1911. Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinneren.

Ludewig, P., Phys. Ztschr. **12**, 763, 1911. Ein Dämpfungsmesser für die Praxis der drahtlosen Telegraphie.

—, Electrician **67**, 1007, 1911. The balloon as a wireless telegraph receiving station.

Marchand, H., La Nature Nr. 2007, S. 369, 1911. Postes radiotélégraphiques de l'armée anglaise.

Mascart, J., La Lum. Él. **33** (Tome XVI [2]) 103, 1911. Les applications récentes de la télégraphie sans fil.

Mercanton, Paul L., Arch. des sc. phys. et nat. (4), Tome 32, 353, 1911. Réception à Lausanne des signaux horaires de la Tour Eiffel.

Mie, Gustav, Ann. Phys. **36**, 207, 1911. Antwort auf die Bemerkung des Herrn G. Seibt zur Arbeit des Herrn K. Settnik: „Die Entstehung von sehr wenig gedämpften Wellen usw.

Mosler, Elektrot. Ztschr. **32**, 1027, 1911. Tikkerempfang mit aperiodischem Kreis (vgl. auch Electrician **68**, 393, 1911).

Nipher, Francis E., Science (N. S.) 34, 282, 1911. Theories of electrical discharge.

Poulsen, Valdemar, La Rev. Él. 8 (Tome XVI) 282, 1911. La téléphonie sans fil.

Rihl, Wilhelm, Ann. Phys. 36, 647, 1911. Über die Schallintensität des tönenden Lichtbogens.

Roschansky, D., Ann. Phys. 36, 281, 1911. Über den Einfluß des Funkens auf die oszillatorische Kondensatorentladung.

Siemens Bros & Co., Electrician 68, 71, 1911. Wireless Telegraphy (Patentstreit mit der Marconi Co.).

Siewert, A., Electrician 67, 927, 1911. The Fontana-Mast.

Spence, J., Ann. Phys. Beibl. 35, 1209, 1911. (Ref. über Phys. Rev. **31**, 666, 1910.) Eine empfindliche Thermosäule.

Squier, Georg, O., Electrician 67, 891, 1911. Multiplex telephony and telegraphy by means of electric waves guided by wires.

Telefunken, Electrician 68, 171, 213, 249, 1911. The Telefunken System of wireless telegraphy.

Uljanin, W. v., Ann. Phys. 36, 119, 1911. Die Zehndersche Röhre als Indikator für elektrische Schwingungen.

Vallauri, G., Ann. Phys. Beibl. 35, 1165, 1911. (Ref. ü. Assoc. Elettrot. Ital. **15** (Fasc. 5) 1911. Statischer Frequenzverdoppler.

Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. 32, 1001, 1911. Zur Messung dielektrischer Verluste mit der Wechselstrombrücke.

Wallot, J., Verh. D. Phys. Ges. **12**, 813, 1911. Elektrische Drahtwellen (vgl. Physik. Ztschr. **12**, 994, 1911).

Weicker, W., Electrician 67, 923, 1911. Experiments on spark gaps with alternatig current.

Wiechert, E., Physik. Ztschr. **12**, 737, 1911. Relativitätstheorie und Äther (Fortsetzung u. Schluß).

Zahn, Hermann, Ann. Phys. **36**, 553, 1911. Über scheinbaren Halleffekt bei hochfrequenten Wechselströmen und ein hierauf beruhendes empfindliches Nullinstrument.

Zehnder, L., Elektrot. Ztschr. 32, 1101, 1911. Beruht die drahtlose Telegraphie auf der Ausstrahlung Hertzscher Wellen in der Erde? (Vgl. auch ebenda S. 1195 u. 1219 Diskussion Kiebitz-Zehnder.)

(Eingesandt 20. November 1911.)

Bücherbesprechungen.

Friedrich Kohlrausch, Gesammelte Abhandlungen, herausgegeben von Wilhelm Hallwachs, Adolf Heydweiller, Karl Strecker, Otto Wiener. 2. Band. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911. XXII u. 1305 S.

In schneller Folge schließt sich dem in Heft 2 des Jahrbuchs besprochenen 1. Band von Kohlrauschs gesammelten Abhandlungen jetzt der 2. Band an. An der Spitze steht eine ausgezeichnete von Prof. Heydweiller entworfene Biographie des Verfassers. Es folgen dann Kohlrauschs Arbeiten über elektrolytische Leitung, Leitvermögen und Polarisation, Physik der Lösungen. Dieser umfangreiche 2. Band ist nicht nur für den Physiker sondern auch für den Physikochemiker von Interesse. E.

Fortschritte der naturwissenschaftlichen Forschung, herausgegeben von Prof. E. Abderhalden. 2. u. 3. Band. Verlag Urban u. Schwarzenberg, Berlin u. Wien 1911.

Im vorigen Heft des Jahrbuches besprachen wir den 1. Band dieses verdienstvollen Unternehmens. Der 2. Band enthält folgende Abhandlungen: Der Stand der Frage nach der Vererbung erworbener Eigenschaften von Prof. Semon (dem bekannten Verfasser des interessanten Werkes „Die Mneme"); Neue Forschungen über fossile lungenatmende Meeresbewohner von Prof. Stomer (München); Der gegenwärtige Stand der Vulkanforschung von Prof. Sapper (Straßburg); Ionen und Elektronen von Prof. Mie (Greifswald); Die Nutzbarmachung des Luftstickstoffes von Prof. Frenzel (Brünn); Die kretinische Degeneration in ihrer Beziehung zu anderen Wissensgebieten von Dr. Bircher (Aarau); Über Muskelatrophien von Dr. Bing (Basel).

Es schließt sich der 3. Band an mit den Abhandlungen: Neuere Forschungen auf dem Gebiete der atmosphärischen Physik von Dr. Wegener (Marburg); Erblichkeitsforschung von Prof. Johannsen (Kopenhagen); Der heutige Stand der drahtlosen Telegraphie und Telephonie von Dr. Eichhorn (Zürich); Richtlinien der Pflanzengeographie von Prof. Rikli (Zürich). Die Entstehung und Erwerbung der Menschenmerkmale von Prof. Klaatsch (Breslau).

Die Fülle, Mannigfaltigkeit und Eigenart der Darstellungen wird ohne Zweifel das Interesse weitester Kreise erregen. E.

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. Band I u. II. 3. Auflage. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1907.

Die historische Entwickelung dieses von Föppl begonnenen Werkes ist allbekannt; seit der zweiten Auflage wird es von Prof. M. Abraham herausgegeben, dessen strenge und klare Darstellungsart für jeden theoretischen Physiker vorbildlich ist. Der erste Band beginnt mit einer übersichtlich knappen Bekanntmachung der Vektorrechnung, deren Anwendung sich als so außerordentlich vorteilhaft in der theoretischen Physik erwiesen hat; es folgen dann in einem zweiten Abschnitt die Kapitel: das elektrostatische Feld im Luftraum, Dielektrika, die Energie und die ponderometrischen Kräfte des elektrostatischen Feldes, der elektrische Strom, in

einem dritten Abschnitte das elektromagnetische Feld die Kapitel: die magnetischen Vektoren, Elektrodynamik quasistationärer Ströme, elektromagnetische Wellen und schließlich in einem vierten Abschnitt die Kapitel: die Strömung der Energie im elektromagnetischen Felde, die ferromagnetischen Körper, Elektrodynamik bewegter Körper. Der zweite Band befaßt sich mit der „Elektromagnetischen Theorie der Strahlung". Die in der ersten Auflage schon enthaltene Elektronentheorie ist weiter ausgebaut; neu aufgenommen in der Theorie der Strahlung sind die Forschungsergebnisse von Hasenöhrl (Dynamik des Hohlraumes) und Planck, und in der Elektrodynamik bewegter Medien Erörterungen über das Lorentz-Minkowski-Einsteinsche Relativitätsprinzip. Der Physiker zählt dieses ausgezeichnete Buch zu den Standard-Werken, die er kennen muß. E.

E. von Lommel, Lehrbuch der Experimentalphysik. 17.—19. umbearbeitete Auflage von Walter König. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911.

Wir haben vorher frühere Auflagen eingehend besprochen: das jetzt schon wieder eine neue Auflage erscheinen muß, spricht am besten für die große Beliebtheit dieses Werkes. Neu aufgenommen sind Darstellungen über die Gesetze des Luftwiderstandes, die Brownsche Molekularbewegung, das Kapillarelektrometer, Seitengalvanometer und den Oszillograph, dem Halleffekt, dem Thomsoneffekt, die Reststrahlen, ferner Bemerkungen über die Spektralserien und über die Elektronentheorie. Auch das Kapitel über drahtlose Telegraphie ist erweitert worden. E.

Nernst u. Schoenflies, Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften. Kurzgefaßtes Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung mit besonderer Berücksichtigung der Chemie. 6., vermehrte u. verbesserte Auflage. Verlag R. Oldenbourg, München u. Berlin 1910.

Jedem Physiker und Chemiker, der begann, sich mit der Theorie seines Faches zu befassen, ist der „Nernst-Schoenflies" das willkommenste Einführungswerk gewesen wegen seiner übersichtlichen und klaren Darstellung. Für den Chemiker ist es wohl auch für höhere Semester ausreichend, während allerdings der Physiker dann später noch einen weiten Sprung zu tun hat, ehe er auf dem eigentlichen Boden der modernen theoretischen Physik steht, aber auch er denkt gerne und dankbar an seinen „Nernst-Schoenflies" zurück. Die neue Auflage ist weiter ausgestaltet worden durch Aufnahme der Elemente der analytischen Geometrie des Raumes, der Vektorrechnung, eines Abrisses der Grundbegriffe der analytischen Mechanik und der partiellen Differentialgleichungen.

Der Freundeskreis dieses wirklich guten Buches wird sich von selbst immer mehr erweitern. E.

Max Planck, Vorlesungen über Thermodynamik. Dritte, erweiterte Auflage. Verlag Veit & Co., Leipzig 1911.

Dieses ausgezeichnete Werk unseres allbekannten führenden Meisters der theoretischen Physik enthält in der Neuauflage außer einer Anzahl von Zusätzen und Erläuterungen eine Behandlung des Nernstschen Wärmetheorems, des sog. dritten Hauptsatzes der Wärmetheorie. Am Schlusse des

jedem theoretischen Physiker unentbehrlichen Buches findet sich ein Verzeichnis der bisher von Prof. Planck veröffentlichten thermodynamischen Schriften. E.

Alfred Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre. VIII, 331 Seiten mit 143 Abbildungen im Text und auf 17 Tafeln. Leipzig, Barth. 1911.

Der Verfasser hat die Absicht, eine vollständige Physik der Atmosphäre zu geben. Aus äußeren Gründen kann er zunächst nur die Thermodynamik der Atmosphäre als ersten Teil erscheinen lassen.

Das Gesamtgebiet der atmosphärischen Physik läßt sich in dieselben Abschnitte einteilen, welche auch sonst in der Physik Verwendung finden, nämlich in Thermodynamik, Mechanik, Strahlungslehre, Elektrizität, Optik (Akustik). Eine einheitliche Bearbeitung aller dieser Gebiete ist bei der Thermodynamik am meisten zum Bedürfnis geworden, denn die Aerologie bedarf heute mehr als andere Zweige der Meteorologie einer Durchdringung mit theoretischen, physikalischen Ideen.

Das Buch ist mit zum Teil sehr subtilen Wolkenbildern und in anderer Weise reich illustriert und dürfte auch außerhalb der eigentlichen physikalischen Kreise Beachtung finden. E.

Georg Helm, Die Grundlehren der höheren Mathematik. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1910.

Seit einer Reihe von Jahren wird an der Dresdener Technischen Hochschule an Stelle der früher getrennten Vorlesungen über analytische Geometrie und über Differential- und Integralrechnung eine einheitliche Vorlesung über höhere Mathematik gehalten, die sich durch die ersten vier Studiensemester hindurch erstreckt, das für Architekten, Fabrikingenieure und Chemiker Erforderliche aber schon während des ersten und teilweise zweiten Semesters zu bringen hat. Aus dieser Lehraufgabe ist das vorliegende Buch hervorgegangen. Es will dem Gesamtgebiete der höheren Mathematik das für Techniker Wertvolle tunlichst in solcher Anordnung bieten, daß auf die für alle wichtigen Lehren die eingehenderen Untersuchungen folgen, die insbesondere für ein gedeihliches Studium der gesamten technischen Mechanik, der Elektro- und Thermodynamik erforderlich wird.

Das klar geschriebene Werk ist ohne Zweifel besonders in Verbindung mit den Vorlesungen und Übungen sehr nützlich. E.

Georg Scheffers Lehrbuch der Mathematik für Studierende der Naturwissenschaften und der Technik. Einführung in die Differential- und Integralrechnung und in die analytische Geometrie. 2., verbesserte Auflage. Verlag Veit & Co., Leipzig 1911.

Mir war dieses gute Buch schon in der ersten Auflage bekannt, und es ist zu begreifen, daß jetzt nach 6 Jahren eine Neuauflage zustande gekommen ist. Gar mancher stolpert an den Eingangsschwellen der ersehnten heiligen Hallen der Mathematik, wie der Verfasser selbst launig bemerkt, und diesen will er besonders ein mehr kameradschaftlicher als lehrhafter Führer sein, unter dessen Führung sie Schritt für Schritt auf dem schwierigen Terrain vorwärts dringen. Wir empfehlen das umfangreiche Werk bestens. E.

Franz Bendt, Grundzüge der Differential- und Integralrechnung. Vierte, verbesserte Auflage. Verlag J. J. Weber, Leipzig 1910. (Sammlung von „Webers illustrierten Katechismen".)

Das kleine elementare Buch wendet sich hauptsächlich an diejenigen, welche die Mathematik nur als Mittel für ihre besonderen Zwecke betreiben: Verfasser hatte daher das besondere Bestreben, die Lehrsätze durch charakteristische Beispiele verständlich zu machen.

Das Werkchen ist zweckentsprechend und daher empfehlenswert. E.

E. Jahnke u. F. Emde, Funktionentafeln mit Formeln und Kurven. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1909.

Die Funktionentafeln sind in erster Linie für die mathematischen Physiker und Techniker bestimmt. Das Inhaltsverzeichnis ist folgendes: I. Die Funktionen $x\,tg\,x$ und $x^{-1}\,tg\,x$. II. Wurzeln transzendenter Gleichungen. III. Verwandlung von $a + bi$ in $re^{\varphi i}$ und umgekehrt. IV. Die Exponentialpunktionen e^x und e^{-x}. V. Hyperbelfunktionen. VI. Der Integralsinus, der Integralkosinus und der Integrallogarithmus. VII. Die Fresnelschen Integrale. VIII. Die Gammafunktion. IX. Das Gauss'sche Fehlerintegral Φx. X. Die Pearsonsche Funktionen $F(r, \nu)$. XI. Die elliptischen Integrale und Funktionen. XII. Die Kugelfunktionen. XIII. Die Besselschen oder Zylinderfunktionen.

Den einzelnen Funktionentafeln sind die Formeln und Reihenentwicklungen vorgesetzt worden, die zur Definition und numerischen Berechnung dienen.

Das Material scheint recht vollständig zu sein, und ist diese verdienstliche Zusammenstellung ohne Zweifel sehr nützlich. E.

Taschenbuch für Mathematiker und Physiker. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen herausgegeben von Felix Auerbach u. Rudolf Rothe. Mit einem Bildnis Hermann Minkowskis. 2. Jahrgang 1911. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig 1911.

Dieses bekannte, außerordentlich nützliche Buch bedarf kaum einer Empfehlung; es hat einem wirklichen Bedürfnis abgeholfen, und der vorliegende 2. Jahrgang wird gewiß zu den alten Freunden noch viele neue erwerben. In den neu aufgenommenen Sonderdarstellungen sind auch zwei aktuelle Themata vertreten, nämlich die Relativitätstheorie bearbeitet von Prof. Willy Wien und die Radioaktivität aus der Feder von Dr. H. Greinacher. E.

Franz Anderle, Lehr- und Handbuch für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Selbstverlag des Verfassers. Wien 1911.

Über dieses angeblich „mit besonderer Berücksichtigung der Praxis" geschriebene Buch muß man leider zu einem ziemlich ungünstigen Urteil gelangen. Wenn jemand heute angesichts vorliegender guter deutscher, französischer und englischer Bücher über Radiotelegraphie, speziell der Standard-Werke von Zenneck noch den Mut hat, ein neues Buch in die Welt zu setzen, der ist sich entweder der Schwierigkeit dieser Aufgabe nicht bewußt oder aber er weiß, daß er den Gegenstand von einem speziellen eigenartigen Standpunkt behandeln kann, dessen Darlegung einem wirk-

lichen Bedürfnis entspricht. Es existiert in der Tat noch ein solches Bedürfnis, eine solche Lücke in der Literatur. Es fehlt nicht an guten Büchern über die physikalischen und elektrotechnischen Grundlagen der Radiotelegraphie und Radiotelephonie, wo auch Apparate und Stationen beschrieben werden, wohl aber fehlt uns ein Werk, das sowohl die physikalischen wie die elektrotechnischen Prinzipien als gegeben annimmt, dafür aber sich in konstruktive Details vertieft, die der moderne Ingenieur dieser Gebiete benötigt, mit einem Wort ein Buch für den vorgebildeten Radiotelegraphie-Ingenieur. Wenn dem Verfasser so etwas vorgeschwebt hat, wie man zuerst beim Lesen des Vorwortes annehmen sollte, so ist sein Versuch als gescheitert zu betrachten.

Was zunächst die „physikalischen" Auseinandersetzungen angeht, so ist man fast versucht, den Verfasser an des bekannten Physikers Chwolson noch immer nicht genügend beherzigtes Büchlein „Das zwölfte Gebot" zu gemahnen. Für wen sollen diese Ausführungen bestimmt sein? Auf Schritt und Tritt merkt man des Verfassers Unzulänglichkeit. Über viele Aussprüche muß der Physiker den Kopf schütteln, und dem Laien wird mit ihnen ein schlechter Dienst erwiesen. Will der letztere sich ohne streng wissenschaftliche Vorkenntnisse über diese Grundlagen informieren, so stehen ihm dafür ausgezeichnete Bücher zur Verfügung, z. B. das bekannte Werk „Die Elektrizität" von Prof. Graetz. Die Darlegungen des Verfassers sind nur geeignet Verwirrung zu stiften; ich greife beispielsweise folgende Stellen heraus:

S. 11. „Als Bestimmungsstücke (?) für das Maß der Schwingung sind vor allem die Länge des Leiters und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität maßgebend" und diese werden in Analogie gesetzt zu den „Bestimmungsstücken für eine Pendelschwingung", nämlich Masse und Länge.

S. 11 wird ferner die Menge der statischen Elektrizität in Analogie gesetzt mit der Hubhöhe des Pendels resp. mit einer Federkraft.

S. 20. „Glas ist ein viermal so guter Nichtleiter als Luft" und S. 21 „die Kraftlinien haben zum Durchdringen dieses besseren Nichtleiters (Glas) eine geringere Arbeit zu leisten (als in Luft)".

S. 27. „Unter Elektrizitätsmenge versteht man die Stromstärke in der Zeiteinheit", dabei ist bisher eine Definition der Stromstärke gar nicht gegeben worden; in der folgenden Zeile steht dann $Q = i \cdot t$.

S. 29. Um den Skineffekt zu erklären, heißt es „Der Strom beginnt nämlich an der Oberfläche zu fließen, da er dort den geringsten Widerstand zu überwinden hat. Dieser Oberflächenstrom erzeugt Kraftlinien und induziert daher auf den inneren Teil des Leiters, so daß der nun innen entstehende Strom als Folge des äußeren gegen den ersteren etwas zurückbleibt. Es muß daher auch die Selbstinduktion etwas vermindert worden sein. Und daraus läßt sich schließen, daß der dem Leiter eigene Widerstand vergrößert wurde."

S. 30. „Der Wert der Selbstinduktion eines Leiters wird durch Aushöhlen erhöht." Man vergleiche auch S. 65: „Wenn man das Innere aus dem Leiter entfernt, wird der schädliche Einfluß der im Innern entstehenden Kraftlinie vermindert und man erhält eine Verminderung der Dämpfung."

S. 32. In der Formel $\frac{M v^2}{2}$ wird mit dem Gewicht anstatt mit der Masse (M) gerechnet.

S. 35. Wird auseinandergesetzt, daß man eine „gute Schwingung" im Kondensatorkreis nur erhalte, wenn die Selbstinduktion groß sei. Der Verfasser scheint über die Bedeutung der Energie- und Dekrementausdrücke verworrene Vorstellungen zu haben. In einem späteren Abschnitt heißt es ferner, daß eine „gute Schwingung" ein bestimmtes Verhältnis von Kapazität und Selbstinduktion erfordere.

S. 37 stehen ganz falsche Behauptungen über Funkenlänge und Funkendämpfung; Verfasser scheinen die Wienschen Beobachtungen unbekannt zu sein.

S. 42. „Es schwingt also auch der geschlossene Kreis mit einer halben Wellenlänge" usw.

S. 77. Um das Entstehen der beiden Koppelungswellen bei nichtloser Koppelung zu erklären, heißt es „durch die starke Rückwirkung entstehen nämlich partielle Änderungen von Kapazität und Selbstinduktion des eben beeinflußten Kreises."

S. 79. „Um die sehr veränderliche Dielektrizitätskonstante der Luft zu vermeiden, wird als Dielektrikum für den Kondensator reinstes Paraffinöl verwendet."

S. 98. „In heißer Luft bilden sich durch die Sonnenstrahlung, die ja selten vollkommen gleichmäßig ist, Luftströmungen, die durch Reibung der Luftteilchen aneinander Elektrizität erzeugen."

S. 104 wird behauptet, daß der Äther durch die Wärme und Lichtstrahlen so „beunruhigt" werde, daß eine für die Ausbreitung der Wellen nachteilige Zustandsänderung eintritt.

S. 105. Lange Wellen hätten geringere Beugung und deshalb sei die Reichweite größer. Bekanntlich muß man gerade das Gegenteil annehmen.

S. 106. Fig. 81 eine ganz neuartige, jedenfalls amüsante, Darstellung der Wellenausbreitung durch mehrfache Reflexe am Boden.

S. 136 sollen die magnetischen Kraftlinien einer Spule in Metallbestandteile im Kraftlinienfeld hineingezogen werden; bisher nahm man gerade das Gegenteil an.

S. 182. Für die „tönenden Löschfunken" heißt es „die größere Strahlungsdämpfung, die wir mit diesem System erzielen, ist ja eben das Günstige".

S. 215. Bei dem Poulsen-System soll die sich ladende und entladende Kapazität nicht mehr als Energiefaktor wirken. Verfasser meint, sie stelle nur einen Faktor der Wellenlänge dar.

S. 225. Bei der Telephonie soll das Mikrophon in der Antenne auch als variabler Kondensator wirken, der durch seine Kapazitätsänderungen Wellenlängenschwankungen hervorrufe, die sich im abgestimmten Empfänger als Intensitätsschwankungen registrieren.

S. 241 steht folgender geheimnisvolle Satz: „Endlich bietet das ununterbrochene Schwingen des Luftdrahtes noch den großen Vorteil, daß

ein Abhören in der Nähe der Stationen mit einem Hörapparat ohne besondere Abstimmung (z. B. aperiodischer Kreis) absolut unmöglich ist, indem letzterer tatsächlich beide Wellen im Telephon registriert".

S. 287 ff. Die Schlußausführungen über die Eigenschaften kontinuierlicher Schwingungen sind typisch für des Verfassers unphysikalische Denkungsweise. Die ungedämpften Wellen sollen deshalb weiterreichen, weil ihre Schwingungsamplituden kleinere sind als bei gedämpften und deshalb die Verluste kleiner würden. Verfasser sucht dies dann noch einleuchtender zu machen durch folgenden Satz: „Die eben aufgezählten Hindernisse lassen sich nun nicht entfernen und je roher die Kraft ist, mit der die elektrischen Wellen auf diese Hindernisse treffen — ob letztere nun im Zustande der Luft, in der Bodengestaltung oder Bodenbedeckung zu suchen sind, bleibt sich gleich — desto größer wird auch der Prozentsatz an Verlusten sein. Auch hier muß gewissermaßen Trägheit der Masse überwunden werden — nur daß letztere durch schwachen kontinuierlichen Druck leichter in Bewegung gesetzt wird als durch große aber plötzlich wirkende Kraft, ist uns aus dem bekannten Beispiel des geschobenen Eisenbahnwaggons klar."

Diese Stichproben werden genügen. Ich war nach der Lektüre des Buches nur von einer Idee beherrscht, wie man wohl rechtzeitig eine künstliche zusätzliche Dämpfung in solche Phantasieschwingungen einführen könnte. Wenn der Verfasser als Pionier der praktischen Radiotelegraphie sich auf die Beschreibung der Systeme, die im allgemeinen richtig ist, und auf die einige instruktive Momente enthaltenden Angaben seiner praktischen Erfahrung mit denselben beschränkt hätte, so würde man das verständlich gefunden haben, wenn dadurch auch die Literatur nicht gerade bereichert worden wäre. Wegen des jetzigen Beiwerks kann man aber leider von dem Buche nur abraten. E.

(Eingesandt 1. Dezember 1911.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 5. 1912. Heft 4.

Neuere Versuche über gerichtete drahtlose Telegraphie mit Erdantennen.

Von **Franz Kiebitz.**

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphenversuchsamt.)

(Vorgetragen in der Sitzung der Deutsch. Physik. Gesellsch. vom 20. Oktober 1911, vgl. Verh. **13**, 876, 1911.)

1. Einleitung. Mit elektrischen Wellen kann man trotz der Krümmung der Erdoberfläche zwischen zwei entfernten Stellen telegraphieren. Dieser Umstand hat schon zeitig zu der Vorstellung Veranlassung gegeben, daß der elektrische Vektor bei der Ausbreitung elektrischer Wellen über die Erdoberfläche im wesentlichen senkrecht auf der Erdoberfläche steht.

Lecher[1]) hat schon im Jahre 1902 hieraus allein gefolgert, daß es ohne Rücksicht auf die Ausbreitung Hertzscher Wellen in der Atmosphäre möglich ist, den Ausbreitungsvorgang in der drahtlosen Telegraphie als Ausbreitung von Ladungen auf der Erdoberfläche zu beschreiben.

Im Jahre 1903[2]) hat er den weiteren Schluß gezogen, daß es möglich sein muß, statt mit einem Luftleiter mit zwei geeignet gerichteten Erdanschlüssen die funkentelegraphischen Zeichen aufzunehmen.

Kürzlich gelang es mir[3]), auf Grund von Untersuchungen über gerichtete drahtlose Telegraphie mit zwei Antennen nachzuweisen, daß

---

1) E. Lecher, Phys. Ztschr. **3**, 273, 1902.
2) E. Lecher, ebenda **4**, 320, 1903.
3) F. Kiebitz, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **10**, 935, 1908; Ann. d. Phys. (4) **32**, 967, 1910.

das elektrische Feld nicht nur bei der Ausbreitung der Wellen, sondern bereits in der nächsten Umgebung des funkentelegraphischen Senders im wesentlichen senkrecht auf der Erdoberfläche steht.

Es lag nahe, den Ausbreitungsvorgang erneut unter dem Gesichtspunkt zu interpretieren, daß sich Hertzsche Wellen in der Atmosphäre und Ladungswellen auf der Erde gegenseitig bedingen.

Zur Erklärung der Wirkungsweise von Sendern und Empfängern, die ohne Luftleiter arbeiten, vervollständigte ich die Lechersche Ausbreitungstheorie durch die Theorie[1]), daß sich Erdantennen verhalten wie metallische Einlagerungen in einem Halbleiter; diese Einlagerungen zeigen selektive Leitfähigkeit für Wellen von einer bestimmten Frequenz; darum können stehende Wellen in ihnen erzeugt werden. Bei genügender Ausdehnung zeigen sie Strahlungsvermögen; sie sind daher befähigt, die Erscheinungen der selektiven Emission und Absorption zu zeigen, die im optischen Gebiet ihr Analogon in den Rubensschen Reststrahlenerscheinungen haben.

Diese Theorie hat auch durch die Beobachtung von Leimbach[2]) eine Stütze erfahren, daß es möglich ist, im Innern der Erde mit elektrischen Wellen zu telegraphieren.

Im Auftrage des Reichs-Postamts habe ich neuerdings wiederholt Untersuchungen über Erdantennen angestellt. Im November 1910 gelang es, mit einer kleinen Sendeeinrichtung für 150 Watt Antennenleistung von Potsdam nach Berlin über 20 km Entfernung zu telegraphieren. Bei diesen Versuchen wurde ich durch Herrn K. Rottgardt unterstützt.

Im Sommer dieses Jahres wurden die Versuche mit einem Sender für 1 KW. Antennenleistung in der Nähe von Belzig wieder aufgenommen. Dabei assistierten die Herren R. Hartenstein und A. Klages.

2. Einrichtung des Stationsplatzes. Als Stationsplatz diente ein 13 Morgen großes Stück ebenes Heideland.

Die Anordnung der Antennen und Erdleitungen ist in Fig. 1 angegeben. Es wurden sieben Erdanschlüsse hergestellt, einer in der Umgebung des Schuppens H, je einer, E_1 und E_2, in 150 m Abstand vom Schuppen in der Richtung nach einer Station des Telegraphen-Versuchsamts in Schöneberg und in der abgewandten Richtung, ferner vier Erdanschlüsse N, O, S und W ungefähr in den Haupthimmels-

1) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) 32, 974, 1910.
2) G. Leimbach, Elektrot. Ztschr. 32, 237, 1911.

richtungen, 120 m vom Schuppen entfernt, und vom Schuppen aus gesehen um 45° gegen die Schöneberger Richtung geneigt.

Maßstab 1 : 4444,4
2,25 cm = 100 m i. N.

Stationsplatz.
— Antennen, E_1 E_2 N O S W Erdanschlüsse, H Stationsschuppen, Z Zelt, • vergrabene Zinkplatten.
Fig. 1.

Die Leitung E_1 und E_2 war für den Verkehr mit Schöneberg bestimmt, das Kreuz $N\,O\,S\,W$ für Richtungstelegraphie, über die ich in einer besonderen Abhandlung zu berichten gedenke.

Die Erdanschlüsse wurden in folgender Weise hergestellt. Zunächst wurde ein 4 m tiefes Loch gebohrt; Grundwasser wurde nirgends gefunden, der Sand war etwas feucht, aber so locker, daß tiefer nicht gebohrt werden konnte. In das Bohrloch wurde ein dünnes Zinkblech von 25 · 200 qcm versenkt; an dieses war als Stromzuführung ein Geflecht von verzinktem Eisendraht angelötet. Darauf wurde das Bohrloch 2 bis 2,5 m mit Koks gefüllt und schließlich mit Sand zugeschüttet.

Maßstab 1 : 666,6
6 cm = 40 m i. N.

Erdanschlüsse: a) am Ende der Antennen E_1 E_2, b) am Schuppen (Platzmitte), c) am Ende der Antennen N O S W.
H Stationsschuppen, K Kanäle, ------- vergrabene blanke Drähte,
• vergrabene Zinkplatten, ←— Richtung der Antennen.

Fig. 2.

In der Nähe des Schuppens H wurden sieben Zinkplatten in dieser Weise vergraben, bei E_1 und E_2 ebenfalls je sieben, bei N, O, S und W je vier. Die Anordnung der Platten ist aus Fig. 2 a, b, c ersichtlich. Die sieben bzw. vier Platten jeder Gruppe waren durch vergrabene blanke Drähte zu einem Erdanschluß vereinigt.

Die Erdanschlüsse E_1, E_2, N, O, S und W, wurden paarweise benutzt, in der Regel die diametral liegenden; die Funkenstrecke lag jedesmal in dem Schuppen. Als Verbindungsleitungen dienten meist blanke Bronzedrähte von 1,5 mm Dicke; sie wurden auf 1 m hohen Holzstützen mit Porzellandoppelglocken verlegt. Nur in der Nähe des Schuppens und bei den Kreuzungen mit einem Fahrweg (Fig. 1) waren

die Leitungen unterirdisch verlegt und bestanden an diesen Stellen aus 1,5 mm dickem Kupferdraht mit einer starken Guttaperchaisolation.

Zur unterirdischen Leitungsführung dienten 1 m tiefe, 60 cm breite mit Holz verkleidete, verdeckte Kanäle. Fig. 3 zeigt den Längsschnitt eines solchen Kanals beim Stationsschuppen, wo sie alle zusammentrafen; als Antennenzuführungen dienten isolierende Durchführungen im Fußboden.

Zwischen die Außenenden der Verbindungsleitungen und die Erdanschlüsse wurden meist Leidener Flaschen eingeschaltet, die zum Schutz mit Paraffin in Holzkästen eingegossen waren; teilweise wurden die Erdanschlüsse überhaupt nicht benutzt, sondern die Leitungen frei endigend verwendet.

Fig. 3.

Antenneneinführung in Kanälen.

---- Drahtleitung, *S* Holzstützen mit Porzellanglocke, *A* Abfangseile mit eingebundenen Hartgummiisolatoren, *T* Stationstisch, *D* Durchführungen aus Hartgummirohr.

3. Empfangsversuche, Schöneberg. Die Station Schöneberg wurde in der nach Berlin gerichteten Antenne mühelos gehört, selbst wenn in Schöneberg nur mit geringer Energie gegeben wurde.

Über die benutzten Schaltungsweiten beabsichtige ich, eine besondere Abhandlung zu veröffentlichen. Fig. 4 stellt diejenige Schaltung dar, mit der die besten Ergebnisse erzielt wurden. *S* ist die Antennenspule eines Empfangskastens. Er enthält außer dieser Spule nur noch den aperiodischen Detektorkreis. Die Leidener Flaschen *F* hatten normalerweise 1600 cm Kapazität; der günstigste Wellenbereich für den Empfang betrug dann 1000 bis 1500 m. Größere Wellen wurden besser mit größeren Endkapazitäten empfangen; für den Empfang kleiner Wellen wurden die Flaschen *F* am besten abgeschaltet.

Die Lautstärken im Empfänger wurden nach der sogenannten

Parallelohm-Methode beurteilt, d. h. es wurde zum Telephon ein selbstinduktionsfreier Widerstand parallel geschaltet und so lange verkleinert, bis die ankommenden Zeichen unhörbar wurden. Der kleinste Widerstand, der parallel geschaltet werden kann, ohne daß die Zeichen verschwinden, dient zur Beurteilung der Lautstärke.

Die Lautstärke von Schöneberg betrug im günstigsten Falle in der Antenne $E_1\,E_2$ beim Empfang der Welle 1400 m 6 Ohm, gemessen mit einem Telephon von 1000 Ohm Widerstand.

In den Seitenantennen wurde Schöneberg infolge der ungünstigen Richtung leiser gehört; die Lautstärkemessungen ergaben ähnliche Werte, wenn die Antennenpaare *NS* oder *OW* oder *NW* oder *OS* benutzt wurden. Dagegen wurde in den Antennenpaaren *NO* und

Schaltungsschema.
E Erdanschlüsse der Antennen, *F* Leidener Flaschen der Antennen, *L* Verbindungsleitungen der Antennen, *S* Antennenspule im Empfangskasten, *C* Abstimmkondensator.
Fig. 4.

SW, die senkrecht zur Schöneberger Richtung stehen, kein Empfang erzielt.

Die Funkentelegraphenstation in Swinemünde wurde in dem Antennenpaar $E_1\,E_2$ ebenfalls gehört. Die Entfernung betrug 230 km, die Richtung war um 23° von der Schöneberger Richtung verschieden. Wenn in Swinemünde mit verschiedenen Wellenlängen gesandt wurde, so ergab sich ebenfalls ein Optimum des Empfangs für Wellen von der ungefähren Länge 1500 m.

Die große Station in Norddeich wurde in allen Antennen mit großer Lautstärke gehört. Es genügte, um Norddeich aufzunehmen, einen isolierten Draht von 200 m Länge in der Ost-Westrichtung auf den Boden zu werfen und in der Mitte ein Empfangssystem einzuschalten.

Vom Eiffelturm wurden regelmäßig in dem Antennenpaar $E_1\,E_2$ die Zeitsignale und gelegentlich Telegramme aufgenommen, die mit

2000 m und langsamen Funken gegeben wurden. Die Lautstärke hatte ähnliche Werte wie bei Norddeich.

Die Station auf dem Admiralitätsgebäude in London wurde bei Tag und Nacht in dem Antennenpar *OW* mit Lautstärken bis zu 30 Ohm gehört. Die Wellenlänge wurde zu 3400 m gemessen.

In Schöneberg wird Whitehall gelegentlich mit 40 m hohem Luftleiter auch gehört, aber nicht am Tage. Daraus geht hervor, daß jedenfalls für große Wellen eine Erdantenne von 240 m Länge einer Luftantenne von 40 m Höhe weit überlegen ist.

Die Marconistation Poldhu war in dem Antennenpaar *OW* (Fig. 1 mit Lautstärken bis zu 20 Ohm zu hören. Die Wellenlänge wurde zu 2800 m bestimmt.

Außer diesen Stationen, die regelmäßige Sendezeiten haben, wurden gelegentlich auch viele andere Stationen gehört, in erster Linie die Berliner Versuchsstationen; während des Kaisermanövers waren viele Militärstationen bei Tag und Nacht zu hören. Von Großstationen wurde Pola an seiner Gebeweise mehrfach erkannt.

Atmosphärische Störungen waren während der ganzen gewitterreichen Zeit der Versuche fast immer wahrzunehmen; auch in den Erdantennen traten sie häufig so laut auf, daß die Empfindlichkeit der Bleiglanzdetektoren herabgesetzt wurde. Es wurden darum Bleiglanzdetektoren verwendet, die eine Regulierschraube besitzen, mit der während des Betriebes der Druck im Detektor und damit seine Empfindlichkeit eingestellt werden kann.

In den Julinächten wurden vielfach bei völlig klarem Wetter Gewitterstörungen gehört. Man konnte dann stundenlang meist am Südosthorizont einen schwachen Lichtschein flackern sehen, der offenbar von sehr fernen Gewittern herrührte; und gleichzeitig mit dem Flackern wurden im Fernhörer die Störungen wahrgenommen.

Zum Teil konnten die Störungen verringert werden, ohne daß die ankommenden Zeichen geschwächt wurden, wenn die beiden äußeren Erdanschlüsse durch eine unter den Verbindungsleitungen L parallel zu ihnen am Boden liegende Drahtleitung leitend verbunden wurden.

Die transatlantischen Marconistationen Clifden in Irland und Glace Bay in Kanada senden mit Wellen von ungefähr 6000 m Länge. Um diese Stationen belauschen zu können, wurde in der Richtung auf Glace Bay eine 1270 m lange isolierte Drahtleitung verlegt, etwa 500 m über Heide und Feld (blanker Draht auf 1 m hohen Isolierstützen), die übrige Strecke durch Wald, darunter 500 m Dickicht (isolierter Draht in Reichhöhe auf Äste gelegt). Als Erdanschlüsse

dienten weit ausgedehnte Drahtnetze, mit denen Schonungen eingezäunt waren.

Die Empfangsschaltung war auch hier die in Fig. 4 angegebene. Es konnten alle Wellen zwischen 3000 und 8000 m eingestellt werden. In der Zeit vom 15. bis 22. September wurden täglich früh und abends von 5 bis 8 Uhr die Marconistationen belauscht. Während der ganzen Zeit waren die luft- und erdelektrischen Störungen ganz besonders stark, so daß man im Hörer ein ununterbrochenes Brodeln hörte. Die Detektoren mußten daher fortgesetzt reguliert werden. Für Clifden wurden Lautstärken bis zu 10 Ohm mit einem Fernhörer von 7000 Ohm gemessen, meist betrugen sie etwa 50 Ohm.

Die Zeit zwischen 6 und 7 Uhr morgens schien am günstigsten zu sein; in dieser Zeit wurden für Clifden durch sorgfältiges Regulieren der Detektoren häufig Lautstärken von weniger als 30 Ohm erreicht. In dieser Zeit wurden auch wiederholt für wenige Minuten die Zeichen von Glace Bay hörbar. Es wurde erkannt an der Abstimmung und an dem hohen, schnarrenden Ton, der sich ähnlich anhört wie Clifden. Die Zeichen waren laut genug, der Text hätte bequem aufgenommen werden können, wenn die Gewitterstörungen nicht allzu stark gewesen wären; so konnten nur Bruchteile verstanden werden.

Die Wellenlänge von Clifden wurde zu 5600 bis 5800 m bestimmt, die von Glace Bay zu 5800 bis 6000 m.

4. Sendeversuche. Als Kraftquelle für Sendeversuche diente eine Benzindynamo für maximal 2 KW. Wechselstrom von 400 bis 700 Perioden. Der Maschinenstrom wurde auf hohe Spannung transformiert und sodann zur Speisung eines primären Flaschenkreises mit Löschfunkenstrecken in bekannter Weise verwendet.

Die Antennenkreise wurden ebenso wie beim Empfang nach dem Schema der Fig. 4 gebaut und in fester magnetischer Koppelung vom Primärkreis erregt.

Im Verkehr mit Schöneberg wurden die Verbindungsleitungen L (Fig. 4) in verschiedener Höhe über dem Erdboden erprobt. Es ergab sich kein deutlicher Unterschied in der Lautstärke, mit der in Schöneberg empfangen wurde, wenn die Verbindungsleitung 1 m über dem Erdboden ausgespannt war oder in 8 m Höhe. Auch war es beim Senden mit der Welle 850 m fast gleichgültig für die Lautstärke in Schöneberg, ob die Endkondensatoren F (Fig. 4) benutzt wurden, oder ob die Verbindungsleitungen frei endigten. Dagegen stieg die Empfangsstärke beträchtlich, wenn bei 1350 m Wellenlänge mit den Endkondensatoren gearbeitet wurde.

Die größte Lautstärke in Schöneberg (40 Ohm parallel zu 7000 Ohm im Fernhörer) wurde bei voller Erregung des Senders in Belzig erzielt, wenn mit der Welle 1350 m, einem Kupferband in 1 m Höhe als Verbindungsleitung und Leidener Flaschen von 1600 cm Kapazität als Endkondensatoren gearbeitet wurde.

Mit derselben Sendeeinrichtung konnte auch bequem nach Swinemünde über 230 km Entfernung telegraphiert werden.

Mit der 1270 m langen Antenne (S. 355) wurde versucht, nach Norddeich zu telegraphieren. Dabei entstand in der Antennenanordnung eine Unsymmetrie dadurch, daß der Schuppen mit den Sendeeinrichtungen vom Ostende 500 m, vom Westende 770 m entfernt war. Diese Unsymmetrie wurde dadurch ausgeglichen (Fig. 5), daß die West-

F Leidener Flasche, L_1 L_2 Verbindungsleitungen, *S* Sendespule, *C* Kondensator.

Fig. 5.

leitung L_1 mit isoliertem Ende benutzt wurde, an der Ostleitung L_2 hingegen ein Kondensator *F* von 3500 cm Kapazität eingeschaltet blieb. Dieses System wurde bei der Welle 3500 m mit 1 KW. Antennenleistung erregt. Obgleich die Antenne für Sendezwecke vollkommen ungenügend isoliert war, und im Walde überall knisternde Entladungen nach den vom Regen feuchten Ästen übergingen, auf denen sie lag, wurde doch leiser Empfang in Norddeich festgestellt.

Gleichzeitig wurde in Schöneberg versucht, die Zeichen von Belzig aufzunehmen; es gelang nicht, obgleich Norddeich in 405 km Entfernung die Zeichen hören konnte, während Schöneberg nur 65 km entfernt war. Der Grund hierfür liegt in der Richtfähigkeit der horizontalen Antennenpaare. Die benutzte Antenne bildete mit der Richtung von Norddeich nur einen Winkel von 8°, strahlte also in dieser Richtung sehr stark, während die Schöneberger Richtung um 122° gegen die Antenne geneigt war, also nur geringe Strahlung empfangen konnte (Fig. 1).

6. Ergebnisse. Die von Türmen und Masten getragenen Luftleitergebilde, die in der drahtlosen Telegraphie Verwendung finden,

können überall, wo die Herstellung wagerechter Leitungen baulich möglich ist, durch horizontale Antennen ersetzt werden.

Es ist für die Anlage wagerechter Antennen von untergeordneter Bedeutung, ob sie unter die Erdoberfläche verlegt werden oder in einiger Höhe geführt sind; ebenso ist es von untergeordneter Bedeutung, ob Erdanschlüsse verwendet werden oder nicht. Nach den jeweiligen örtlichen Nebenumständen wird bald dieser, bald jener Einrichtung der Vorzug zu geben sein.

Von grundsätzlicher Bedeutung für eine gute Wirkung der wagerechten Antennen ist neben möglichst großer Länge allein die Forderung, daß an den Außenenden maximale Spannung herrscht und möglichst in der Mitte maximaler Strom.

Als günstigste Form einer Erdantenne könnte man daher eine geradlinige an den Enden isolierte Leitung von der Länge einer halben Welle ansehen, die dicht über der Erde oder in Kanälen oder etwa in Gebäuden verlegt ist. Die Wellenlänge erscheintdabei durch die Erdnähe verkleinert, bei den beschriebenen Versuchen ungefähr im Verhältnis 5 : 6.

Eine einfache geradlinige Leitung hat aber den konstruktiven Nachteil, daß sie keine genügend feste Koppelung mit dem primären Sendekreis gestattet, also nicht genügend stark erregt werden kann. Für Empfangszwecke ist sie ungeeignet, weil sie den Detektorkreis nicht genügend stark induziert.

Man erreicht die Möglichkeit, eine lange wagerechte Antennenanordnung wirksam zu koppeln, am bequemsten durch die in Fig. 4 wiedergegebene Schaltung, bei der das ganze Sendesystem nach dem Schema mit zwei halben Wellen schwingt mit Spannungsbäuchen an den Außenenden der Verbindungsleitungen und am Kondensator C und mit Spannungsknoten in der Nähe der inneren Antennenenden.

Wagerechte Antennen lassen sich mit unverhältnismäßig viel kleineren Mitteln herstellen als gleich wirksame senkrechte Antennen. Z. B. wurde die Antenne, in der Glace Bay gehört wurde, an einem Vormittag von fünf Leuten gebaut.

Die wagerechten Antennen sind an sich atmosphärischen Störungen in geringerem Maße ausgesetzt als senkrechte Antennen. Dagegen sind erfahrungsgemäß alle Empfangsantennen gegen atmosphärische Störungen um so empfindlicher, je größer die Wellenlänge ist, auf die sie abgestimmt sind. Dieser Umstand zeigt sich bei wagerechten Antennen ebenso wie bei senkrechten; er ist dort sogar besonders störend, weil

zum Senden mit wagerechten Antennen große Wellenlängen besonders vorteilhaft sind.

Kleine Stationen, die mit kleiner Leistung und kleinen Wellen auf Schiffen oder in Städten arbeiten, werden im allgemeinen aus baulichen Gründen zweckmäßig mit senkrechten Antennen arbeiten.

Bei Wellen über 1000 m werden die Schwierigkeiten, eine wirksame senkrechte Antenne zu konstruieren, bedeutend größer als die Schwierigkeiten, gleich wirksame wagerechte Antennen zu bauen.

Die wagerechten Antennen haben den Vorteil, daß sie bei genügender Länge Dämpfungswiderstände besitzen, die von der Größenordnung der Dämpfungswiderstände geradliniger Hertzscher Sender sind; in Belzig wurden Werte zwischen 50 und 120 Ohm gemessen, dagegen besitzen große Schirmantennen nur etwa 5 Ohm Strahlungswiderstand. Diese günstige Eigenschaft der wagerechten Antennen gewährt schon den Vorteil, daß eine besonders feste Koppelung im Sender angewendet werden kann (etwa 28 Proz. in Belzig). Der Hauptvorzug der wagerechten Antennen besteht aber darin, daß die Stromstärken und die Spannungen, die in der Antenne auftreten, bei gleicher Leistung außerordentlich viel kleiner sind als bei den gebräuchlichen senkrechten Antennen. Beim Verkehr mit Swinemünde betrug die Stromstärke in der Belziger Antenne nur 4 Amp.; die auftretenden Spannungen waren so gering, daß nur Funken von einigen Millimetern Länge aus der Antenne gezogen werden konnten. Dabei waren trotz der großen Dämpfungswiderstände infolge der kleinen Antennenkapazitäten die Dämpfungsdekremente nicht größer und damit die Abstimmfähigkeit der ausgestrahlten Wellen nicht geringer als bei den üblichen Turm- und Mastantennen.

Die Dämpfungsverhältnisse in wagerechten Antennen befähigen sie zu einer besonders hohen Belastungsfähigkeit. Zwar besitzen wagerechte Antennen noch sonst günstige Eigenschaften, nämlich Richtfähigkeit und geringere Empfindlichkeit gegen Gewitterstörungen, ferner verursacht ihre Herstellung selbst bei einer Länge von mehreren Kilometern nur wenige Prozent der Kosten von hohen Türmen.

Neben diesen Vorteilen ist aber die gesteigerte Belastungsfähigkeit von ganz besonderer Bedeutung.

Aus diesem Grunde und ferner weil wagerechte Antennen große Wellen ausstrahlen, ermöglichen sie die praktische Einführung von Hochfrequenzmaschinen. Denn bisher ist es trotz gewaltiger Turmkonstruktionen nicht möglich gewesen, eine Antenne zu bauen, welche die Leistungsfähigkeit der Hochfrequenzmaschinen auszunutzen gestattet,

noch eine, welche die großen Wellen dieser Maschinen wirksam ausstrahlt und empfängt.

Marconi arbeitet in Clifden und Glace Bay ebenfalls mit einseitigen wagerechten Antennen, die über hohe Türme verlegt sind. Er schreibt ihnen auch Richtfähigkeit zu; daß diese nur unbedeutend sein kann, geht aus Untersuchungen mit einfachen wagerechten Antennen hervor, die ich früher beschrieben habe[1]. Die irische Station Clifden soll in der Ostrichtung wenig strahlen. Trotzdem war es in Belzig, 1550 km östlich von Clifden, möglich, die Station mit außerordentlich großer Empfangsintensität zu hören.

1) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **32**, 968 ff., 1910.

(Eingesandt 1. Dezember 1911.)

Über die Geschichte der Erdantennen.

Von **Franz Kiebitz.**

(Vorgetragen in der Sitzung der Deutsch. Physik. Gesellsch. vom 15. Dez. 1911; vgl. Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. XIV, 10 ff., 1912.)

Der erste Versuch, elektrische Ströme durch die Erde zu leiten, ist 1746 von Winkler[1]) gemacht worden. In der Leitungstelegraphie hat Steinheil[2]) 1838 Erdverbindungen eingeführt, um Stromkreise statt durch eine Rückleitung durch die Erde zu schließen.

Auch um ohne direkte Drahtverbindung von einem Flußufer zum anderen telegraphieren zu können, sind früher, als es noch keine geeigneten Flußkabel gab, mehrfach Erdleitungen verwendet worden.

So hat Morse[3]) in den Jahren 1842—1844 in New York von einem Ufer zum anderen telegraphiert, indem er an den Ufern parallele, beiderseitig mit der Erde verbundene Leitungen zog. In die Sendeleitung schickte er Gleichstrom, und in die Empfangsleitung wurde ein Galvanoskop eingeschaltet. Morse gibt an, daß es notwendig ist, die Sende- und Empfangsleitung dreimal so groß wie die Breite des Wasserlaufes zu wählen.

1) Karrass, Geschichte der Telegraphie **1**, 43, 1909.
2) Karrass, ebenda, S. 145, 1909.
3) Righi und Dessau, Telegraphie ohne Draht 1907, S. 307.

Dieses ist der erste Fall, in dem Erdanschlüsse verwendet worden sind, um ohne leitende Verbindung zu telegraphieren. Die Erscheinung beruht, wie Morse selbst angegeben hat, auf der Leitfähigkeit des Wassers. Es dürfte dies der erste Fall von Ausbreitungstelegraphie sein, d. h. von einer Telegraphie, welche die Ausbreitung elektrischer Ströme in der Erde benutzt.

1879 telegraphierte Johnston[1]) nach demselben Prinzip über einen Fluß in Indien. Er benutzte auf der Sendeseite Gleichstrom und in der gegenüberliegenden Empfangsleitung ein Telephon oder ein Nadelinstrument. Er konnte mit dieser Anordnung bei 14 m Plattenabstand auf jeder Seite über einen 180 m breiten Fluß telegraphieren.

Preece[2]) hat 1884 Versuche begonnen, um durch Induktion einer wechselstromdurchflossenen Leitung auf eine entfernte Empfangsleitung drahtlos zu telegraphieren. Er benutzte im Sender und Empfänger kilometerlange Leitungen, die meistens an beiden Seiten mit der Erde verbunden waren.

Rathenau[3]) vermutete, daß die Wirkung dieser Anordnungen auf der Ausbreitung von Leitungsströmen beruhte und weniger durch Induktion zustande käme. Unter diesem Gesichtspunkte stellte er in Gemeinschaft mit Rubens 1894 am Wannsee Versuche an, und es gelang mit unterbrochenem Gleichstrom, der zwei am Ufer in 500 m Abstand an Erde gelegten Zinkplatten zugeführt wurde, nach einer 4,5 km weit entfernten, zwischen zwei Booten gezogenen parallelen Leitung zu telegraphieren.

Die Ausbreitung elektrischer Ströme in die Erde wurde in den Jahren 1894—1896 weiter von Strecker[4]) durch Versuche auf dem Lande untersucht, und zwar 1. um die Störungen beurteilen zu können, die geerdete Starkstromleitungen in Fernsprechleitungen hervorrufen; 2. um die Verwendbarkeit der Ausbreitung elektrischer Ströme für drahtlose Telegraphie zu prüfen. Diese Versuche wurden mit zerhacktem Gleichstrom und mit 50 periodigem Wechselstrom ausgeführt; sie haben ergeben, daß die empfangene Stromstärke bei parallelen Leitungen proportional der Länge dieser Leitungen und der Sendestromstärke ist und umgekehrt proportional der Entfernung. Die größte bei diesen Versuchen erreichte Entfernung betrug 17 km; dabei war die Sendeleitung 3 km und die Empfangsleitung 1,2 km lang.

1) Melhuish, Elektrot. Ztschr. 11, 312, 1890.
2) Righi und Dessau, l. c., S. 322.
3) E. Rathenau, Elektrot. Ztschr. 15, 616, 1894.
4) K. Strecker, ebenda 17, 106, 1896.

1901 machten Armstrong und Orling[1]) den Vorschlag, mit einem in die Erde gesendeten Strom zu telegraphieren; der Stromkreis soll sich dabei selbsttätig unterbrechen oder einen Umschalter oder ein Mikrophon enthalten. Als Empfänger soll ein Telephonstromkreis verwendet werden, der den in der Erde verlaufenden Stromlinien parallel geschaltet wird.

Alle bisher genannten Verwendungsarten von Erdverbindungen für drahtlose Telegraphie beruhen auf Ausbreitung elektrischer Ströme oder auf Induktion. Demgemäß liegt die Empfangsleitung seitlich von der Sendeleitung und verläuft im allgemeinen parallel zu ihr.

In der drahtlosen Telegraphie mit elektrischen Wellen sind folgende Versuche und Vorschläge gemacht worden, statt mit Luftleitern mit Erdanschlüssen zu telegraphieren.

Auf S. 11 seiner ersten Patentschrift sagt Marconi[2]): Am Empfänger ist es möglich, die Wellen aus der Erde oder dem Wasser ohne eine Luftplatte aufzunehmen. Dies kann geschehen, indem man die Enden des Detektors mit zwei Erdplatten verbindet, zweckmäßigerweise in einer gewissen Entfernung voneinander und in einer Linie mit der Richtung, aus der die Wellen kommen. Diese Verbindungen dürfen nicht vollständig leitend sein, sondern müssen einen Kondensator von geeigneter Kapazität enthalten, etwa 1 Quadratyard Oberfläche (paraffiniertes Papier als Dielektrikum).

1901 hat Braun[3]) eine Reihe von Versuchen beschrieben, bei denen er zum Senden und zum Empfangen elektrischer Wellen je zwei Erdanschlüsse verwendete. Er hat diesen Versuchen die Vorstellung zugrunde gelegt, daß er in derselben Weise wie bei der Ausbreitungstelegraphie Strömungslinien benutzt, und hat die früheren Versuche nur dadurch zu verbessern gedacht, daß er bei Anwendung von schnellen Schwingungen durch Hautwirkung ein Zusammendrängen der Stromlinien in der Erdoberfläche bekommt und damit eine Vergrößerung der Reichweite; eine Mitwirkung der Luft betrachtet Braun dabei als ausgeschlossen.

Er hat auch in einem Falle entgegen den Anordnungen der Ausbreitungstelegraphie die vier Erdanschlüsse von Sender und Empfänger in einer geraden Linien angeordnet, und hat so mit kleinen Mitteln über 1,6 km telegraphiert. Er hat diese Wirkung auch richtig erklärt durch Phasenverschiedenheit der an den beiden Erdplatten ankommen-

1) Deutsches Patent, Nr. 162403 und 178067.

2) Englisches Patent, Nr. 12039, 2. Juni 1896.

3) F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser u. Luft, Leipzig 1901.

den Wellen. Doch ist es ihm entgangen, daß diese Erscheinung für das Telegraphieren über große Entfernungen von fundamentaler Bedeutung ist.

Auch in einem anderen Falle hat Braun[1]) mit Erdantennen gearbeitet. Er hat auf einem schwach geneigten Gelände Empfangsversuche mit geraden Drähten angestellt, die dicht über der Erde ausgespannt waren, und hat auch die starke Richtfähigkeit dieser Antennen beobachtet. Braun hielt dabei die Neigung des Erdbodens für wesentlich und glaubte eine Komponente des elektrischen Vektors der Wellen aufzufangen. Wäre das Gelände horizontal gewesen wie bei meinen späteren Versuchen, so wären die Ergebnisse sicherlich dieselben gewesen und hätten gezeigt, daß die Empfangswirkung dadurch zustande kam, daß die über der Erde sich ausbreitenden Ladungen durch die Kondensatorwirkung der Drähte in den Drähten Schwingungen erzeugten.

1902 und 1903 hat sodann Lecher[2]) vorgeschlagen, statt mit einem Luftleiter die elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie mit zwei Erdanschlüssen zu empfangen, die in einer Geraden mit dem Sender liegen. Er hat diesen Vorschlag durch die Vorstellung bebegründet, daß der Ausbreitungsvorgang in der drahtlosen Telegraphie statt durch Felder in der Atmosphäre durch Ladungen auf der Erdoberfläche beschrieben werden kann. Die Tatsache, auf der diese Vorstellung damals beruhte, war der Umstand, daß es gelingt, trotz der Krümmung der Erde über große Entfernungen zu telegraphieren. Dies ist lange Zeit die einzige Tatsache geblieben, aus der geschlossen werden konnte, daß die elektrische Kraft bei der Ausbreitung Hertzscher Wellen über die Erdoberfläche im wesentlichen senkrecht auf der Erde steht, daß also der Ausbreitungsvorgang im wesentlichen so verläuft, als ob die Erde ein guter Leiter sei.

1904 und 1905 sind Verfahren und Einrichtungen zur drahtlosen Telegraphie mit Erdströmen und Verbesserungen derselben vorgeschlagen worden[3]).

Diese Vorschläge beziehen sich auf eine Methode, bei der die Erde ausschließlich als leitendes Medium benutzt wird, ohne irgendeine Vorrichtung, Luftwellen auszusenden (EP). Die angewandten

---

1) F. Braun, Phys. Ztschr. 4, 363, 1903.

2) E. Lecher, ebenda 3, 273, 1902; 4, 320, 1903.

3) L. Zehnder, Deutsche Patentschrift, Nr. 178861, 1906 (DP); Österreichische Patentschrift, Nr. 26404, 1905 (ÖP); Englische Patentschrift, Nr. 10601, 1905 (EP).

Ströme sind Wechselströme im Bereich der akustischen Hörbarkeit (EP) oder solche von etwa 30—100000 Schwingungen (ÖP). Zur Stromerzeugung dient eine Wechselstrommaschine mit eisenarmiertem Anker oder ein Transformator oder sonst irgendeine Stromquelle, die intermittierende, pulsierende oder Wechselströme liefert (D u. EP); jede während der Erzeugung der zu benutzenden Stromstöße wirksame Funkenstrecke wird ausdrücklich ausgeschlossen (ÖP). Die beiden Erdanschlüsse haben entweder den Abstand einer halben Wellenlänge, und die Telegraphierrichtung ist die Richtung der beiden Platten (Ö und EP) oder die beiden Erdplatten haben den Abstand Null, und es gibt keine bevorzugte Telegraphierrichtung (D, Ö u. EP). Von Induktionswirkung wird kein Gebrauch gemacht (ÖP).

Diesen Anordnungen werden unter anderen folgende Vorstellungen zugrunde gelegt: Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen ist längs eines dicht über der Erde ausgespannten Drahtes dieselbe wie längs eines im freien Äther ausgespannten Drahtes und von der Geschwindigkeit an der Erdoberfläche verschieden (ÖP). Man hat durchweg vollständig durch gute Leiter (Metalldrähte, Erdreich, Wasser usw.) geschlossene Stromkreise (ÖP).

Für einen gut hörbaren Wechselstrom von 1000 Perioden würde z. B. auf der Sende- und Empfangsstation eine Leiterlänge von 15 km erforderlich sein. Leitungen, deren Längen von dieser Größenordnung sind, werden also durch die Vorschläge der Patentschriften bedingt.

Um Ströme ohne Richtungsunterschiede in die Erde schicken zu können, wird vorgeschlagen, einen geschlossenen wechselstromdurchflossenen Kreis an einer Stelle leitend mit der Erde zu verbinden. Da in der Erdverbindung unter diesen Umständen keine Spannungen auftreten, können auch keine Ströme in die Erde fließen.

Der Schwingungsvorgang wird in den beschriebenen Ausführungsformen der Erfindung nicht ausdrücklich dargestellt. Als einfachste Schaltungsweise bei Verwendung von zwei Erdanschlüssen wird folgende beschrieben: Die beiden Erdanschlüsse werden verbunden durch eine nahe der Erdoberfläche geführte Leitung, in deren Mitte die Stromquelle (in der Regel eine Wechselstrommaschine) sich befindet. Die Leitung, einschließlich der Maschine, ist auf eine halbe Welle abgestimmt; da nach der Voraussetzung die Wellenlänge im Drahte gleich der im freien Äther ist und darum größer als an der Erdoberfläche, so kann der Abstand der beiden Erdplatten, in der Erdoberfläche gemessen, gleichfalls eine halbe Wellenlänge sein; diese Voraussetzung

trifft nicht zu; bei meinen Versuchen war die Wellenlänge durch die Erdnähe im Verhältnis 5 : 6 ungefähr verkleinert.

Ein Schwingungsvorgang ist bei dieser Schaltung möglich, wenn an den geerdeten Enden, wo Spannungsschwankungen nicht auftreten können, Strombäuche vorhanden sind. In der Mitte der Leitung, also in der Maschine, muß dann ein Spannungsbauch liegen. Dies hat erstens den Nachteil, daß die Ankerwickelung Hochspannung gegen das Maschinengehäuse führt, zweitens hat dies den Nachteil, daß die Maschine stromlos sein muß, also überhaupt kein Strom erzeugt wird.

An einer Stelle der österreichischen und der englischen Patentschrift wird vorgeschlagen, Kondensatoren in bekannter Weise in die Erdleitung einzuschalten. Da in den Patentschriften keine Angabe darüber vorhanden ist, daß durch diese Kondensatoren der Schwingungsvorgang wesentlich geändert werden soll, so muß man annehmen, daß sie große Kapazität haben sollen. Hätten sie kleine Kapazität, etwa wie bei Marconi oder Braun, so würde der Vorgang wesentlich anders, weil dann ein Spannungsbauch am Ende der Leitung auftritt; im besonderen ist dann die Leitung nicht mehr auf eine halbe Welle abgestimmt.

Diese Gründe dürften genügen, um zu beweisen, daß sämtliche in diesen Patentschriften beschriebene Anordnungen physikalisch unmögliche Vorgänge und technisch unmögliche Konstruktionen voraussetzen.

Eine neuere Gruppe von Patentschriften über Erdantennen ist von Fessenden verfaßt worden. Die Patentschriften setzen voraus, daß sich Hertzsche Wellen in der Atmosphäre und Ladungswellen auf der Erdoberfläche gegenseitig bedingen, daß sich also die von Lecher vermutete Möglichkeit, mit Erdanschlüssen statt mit Luftleitern zu telegraphieren, verwirklichen läßt.

Seit 1907 habe ich wiederholt im Gelände Versuche mit drahtloser Telegraphie angestellt und dabei eine Reihe neuer Beweise dafür erbracht, daß man zur Beschreibung der Wellenausbreitung in der drahtlosen Telegraphie immer die Vorstellung zugrunde legen muß, daß die elektrische Kraft im wesentlichen senkrecht auf der Erdoberfläche steht, und zwar schon in der Nähe des Senders.

In den letzten Jahren ist wiederholt die Möglichkeit erörtert worden, daß der Verlauf der elektrischen Kraft an der Erdoberfläche infolge der endlichen Leitfähigkeit der Erde erheblich verwickelter ist.

Im besonderen haben Zenneck[1]) und Sommerfeld[2]) gezeigt, daß die Richtwirkung von Marconis geneigten Antennen nur erklärt werden kann durch die endliche Leitfähigkeit der Erde und die dadurch bedingten Feldverzerrungen.

Mit den Ergebnissen dieser Berechnungen stehen Versuchsergebnisse im Einklang, die ich 1910 beschrieben habe[3]); diese Versuche haben gezeigt, daß die Richtwirkung der wagerechten Antennen nur ausnahmsweise bei trockenem Boden zustande kommt.

Ferner konnte ich neuerdings zeigen[4]), daß eine starke Richtwirkung der Marconistation in Clifden nicht angenommen werden kann, weil diese Station in der ungünstigen Strahlungsrichtung über 1550 km Land sehr laut gehört werden konnte.

Daß die wesentlichen Komponenten der elektrischen Kraft auf dem Erdboden senkrecht stehen, geht ferner aus folgenden Versuchen hervor, die ich 1908 beschrieben habe[5]): Seitlich von einem Paare senkrechter Luftantennen konnte mit einer parallelen wagerechten Empfangsleitung schon im Abstande von vier Wellenlängen kein Empfang mehr erzielt werden, während die Zeichen eines einfachen Senders von gleicher Größe noch im Abstande von 13 Wellenlängen mit demselben Empfänger aufgenommen werden konnten, wenn die Richtung der Empfangsleitung auf den Sender hinwies.

1910 habe ich nachgewiesen[6]), daß die Richtungsunterschiede in der Strahlung von Antennenpaaren und von schleifenförmigen Antennen, wie sie von Bellini und Tosi verwendet wurden, nur erklärt werden können, wenn man annimmt, daß schon in der Umgebung des Senders die elektrische Kraft in der Hauptsache senkrecht auf der Erdoberfläche steht. Würde diese Feldverteilung nicht vorliegen, so würde die Richtung des Strahlungsmaximums und des Strahlungsminimums gerade die umgekehrte sein.

Dieses sind die wichtigsten experimentellen Tatsachen, die neben der Möglichkeit, trotz der Erdkrümmung über große Entfernungen zu telegraphieren, die Vorstellung begründen, daß die wesentlichen Komponenten der elektrischen Kraft in der Umgebung der funkentelegraphischen Stationen und beim Ausbreitungsvorgang senkrecht auf der

1) J. Zenneck, Phys. Ztschr. **9**, 50 u. 553, 1908.
2) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **28**, 665, 1909; Jahrb. **4**, 157, 1911.
3) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **32**, 968ff., 1910.
4) F. Kiebitz, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 889, 1911.
5) F. Kiebitz, ebenda **10**, 944, 1908.
6) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **32**, 967ff., 1910.

Erde stehen, daß dagegen wagerechte Komponenten nur eine untergeordnete Rolle spielen können.

Die Tatsache, daß die elektrische Kraft auf der Erdoberfläche senkrecht steht, begründet die Möglichkeit, den Ausbreitungsvorgang so aufzufassen, als ob die Erde sich wie ein Leiter der Elektrizität verhält, so daß die Stellen, wo die Hertzschen Wellen der Atmosphäre die Erde treffen, geladene Stellen der Erdoberfläche darstellen. Man beschreibt somit denselben physikalischen Vorgang, wenn man von Hertzschen Wellen in der Atmosphäre oder von Ladungswellen auf der Erdoberfläche spricht. Man kann darum, unbekümmert um die Feldverteilung in der unmittelbaren Umgebung des Senders, denselben Ausbreitungsvorgang, der bei der Ausstrahlung Hertzscher Wellen durch zwei Luftleiter hervorgerufen wird, auch dadurch einleiten, daß man der Erde an zwei Stellen wechselnde Ladungen mit derselben Frequenz zuführt.

Daß es in der Tat gelingt, dieselben Fernwirkungen, die bisher ausschließlich mit Luftantennen erreicht worden sind, auch ohne Luftleiter mit Erdantennen zu erzielen, habe ich kürzlich gezeigt[1]).

1) F. Kiebitz, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 876, 1911.

(Eingesandt 1. Februar 1912.)

Ein weiterer Ausbau der Formel für die Frequenz der Lichtbogenschwingungen.

Von **George W. Nasmyth.**

(Schluß.)

II.

Die Frequenz der Schwingungen des Lepelerregers.

Der Hauptwert der Formel liegt jedoch in ihrer Anwendung auf die Schwingungen der neuen Generatoren. Bei meinen Versuchen brauchte ich hauptsächlich den Lepelerreger, weil er einfacher ist als der von Arco, welcher Wechselstrom braucht, und bequemer als der Peukertsche, bei dem die Elektroden gedreht werden müssen. Ich werde hier nur die Ergebnisse meiner Versuche über die Frequenz mitteilen. Näheres über die Versuchsanordnung und die Apparate

findet man in den Januar- und Februar-Nummern (1911) der Physical Review.

In Fig. 2 werden die charakteristischen Voltamperekurven des Lepelerregers mit denen des Poulsenerregers verglichen. Die Elek-

Fig. 2.

troden des Lepelerregers bestehen aus Kupferplatten von etwa 15 cm Durchmesser und 6 mm Dicke, die durch drei Bogen Papier von je 0,05 mm getrennt waren. Die eine Poulsensche Elektrode besteht aus Kupfer, das durch fließendes Wasser gekühlt wird, die andere aus Graphit. Die Bogenlänge beträgt ungefähr 3 mm.

Man sieht, daß der Lepelerreger sowohl wie der Poulsenbogen eine fallende Voltamperekurve hat, in Übereinstimmung mit der ursprünglich von Duddell aufgestellten Bedingung, daß Schwingungen nur dann entstehen können wenn $dV/dA < 0$. Die Kurven des Lepelerregers liegen in dem Bereich kleinerer Stromstärken und sind steiler als die des Poulsenbogens. Die Kurve „mit Schwingungen" hat jedoch mit geringer Abweichung die Form einer gleichseitigen Hyperbel, in Übereinstimmung mit der Annahme, die in der Ableitung der Formel für die Frequenz gemacht wurde.

Fig. 3.

Der Lepelerreger erzeugt wie der Poulsenbogen außer den Grundschwingungen noch Oberschwingungen. Die Abnahme der Frequenz der Grundschwingung und einer der Oberschwingungen mit zunehmender Bogenlänge[1]) ist aus Tabelle 11 und Fig. 8 ersichtlich. Die Gleichstromstärke wurde, während diese Versuche auf 2 bzw. 1 Ampere konstant gehalten, aber der Schwingungsstrom und folglich auch die effektive Stromstärke durch den Erreger änderte sich beträchtlich und

1) Bogen oder Funke? Der Lepelerreger gleicht dem Poulsenbogen in so vielen Eigenschaften, daß ich die Entfernung zwischen den Elektroden aus Bequemlichkeit „Bogenlänge" nenne. Trotzdem darf man nicht vergessen, daß der Lepelerreger, besonders wenn er unter den Bedingungen angewendet wird, welche das schnelle Auslöschen im Falle der Stoßerregung begünstigen, auch viele der Eigenschaften des Funkens hat.

sank auf ein Minimum immer wo die Frequenzkurven ein Minimum zeigten.

Tabelle 11 (Fig. 3 u. 4).

Frequenz und Bogenlänge. Lepelscher Erreger.

Bogenlänge . .	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70
(Bogenlänge)^2 .	0,01	0,0225	0,04	0,09	0,16	0,25	0,36	0,49
Frequenz $\div 10^3$	303	299	315	305	295	288	275	—
(Frequenz)$^2 \div 10^{10}$	9,18	8,94	9,92	9,40	8,70	8,29	7,56	—
Frequenz $\div 10^3$	1095	—	999	885	910	850	715	662
(Frequenz)$^2 \div 10^{10}$	119,9	—	99,8	78,4	82,8	72,3	51,1	43,8

In Fig. 4 sind die Quadrate der Frequenzen als Funktion der Quadrate der Bogenlängen aufgetragen. Die Kurven sind dann gerade

Fig. 4.

Linien in Übereinstimmung mit der Forderung der Formel ausgenommen in den Bereich der Unregelmäßigkeiten, die durch die Minima des Schwingungsstromes durch den Bogen bedingt sind. Wenn der effektive Bogenstrom anstatt des Gleichstromes konstant gehalten wäre, so würde wahrscheinlich die Forderung der Formel vollständig erfüllt worden sein.

In Tabelle 12 und in Fig. 5 sind die Beobachtungsresultate dargestellt, welche zeigen, daß die Frequenz bei konstanter Bogenlänge mit dem Bogenstrom zunimmt. Die Kurven gleichen denen, welche sowohl Austin als auch ich in unseren Versuchen über den Poulsenbogen gefunden haben. Um die Formel noch einmal zu prüfen, sind die Quadrate der Frequenz als eine Funktion der Quadrate des reziproken Bogenstromes in Fig. 6 dargestellt. Die Näherungsformel in der Form der Gleichung der geraden Linie lautet für diesen Fall

$$n^2 = -\frac{l^2 d^2}{16\pi^2 L^2} \cdot \frac{1}{A^2} + \frac{1}{4\pi^2 L C}$$

Tabelle 12 (Fig. 5 u. 6).

Frequenz und Bogenstrom, Lepelscher Erreger.

Bogengleichstrom I	$1/I^2$	Frequenz n	n^2	
		Kurve 1.		
1,46	0,460	242000	$5,86 \cdot 10^{10}$	Kupferelektroden
1,76	0,320	268000	7,18	Bogenlänge = 0,15 mm
2,08	0,230	305000	9,30	L_1 = 14,400 cm
2,58	0,150	327000	10,69	C_1 = 0,0094 MF.
3,08	0,109	340000	11,56	n_0 = 430,000
3,47	0,083	357000	12,74	
		Kurve 2.		
0,875	1,31	275000	$7,58 \cdot 10^{10}$	Kupfer +, u. Messing −, Elektroden
0,98	1,04	298000	8,90	
1,08	0,858	315000	9,91	Bogenlänge = 0,35 mm
1,19	0,705	329000	10,82	L_1 = 14,400 cm
1,87	0,286	379000	14,30	C_1 = 0,00564 MF.
1,83	0,299	370000	13,70	M = 1,089 cm
1,79	0,312	366000	13,40	
1,70	0,346	369000	13,60	
1,66	0,362	362000	13,10	
1,595	0,393	357000	12,76	
1,55	0,417	352000	12,39	
1,52	0,43	347000	12,04	
1,48	0,456	342000	11,70	
1,43	0,49	337000	11,36	
1,38	0,53	335000	11,22	
1,29	0,60	332000	11,02	
1,18	0,72	322000	10,36	
		Kurve 3.		
1,30	0,59	534000	$28,5 \cdot 10^{10}$	Kupfer +, u. Messing −, Elektroden
1,40	0,51	571000	32,6	
1,61	0,389	625000	39,1	Bogenlänge = 0,15 mm
1,79	0,312	650000	42,3	L_1 = 14,400 cm
1,93	0,269	668000	44,6	C_1 = 0,00376 MF. (0,00564) MF.
2,06	0,235	678000	46,0	
2,19	0,209	694000	48,1	
2,34	0,183	711000	50,7	

Man sieht aus Kurve 1 und 3 (Fig. 6), daß die Forderung der Formel vollständig erfüllt ist. In Kurve 2 sind die Unregelmäßigkeiten, die in Fig. 5 gezeigt wurden, und die durch die Änderungen des Schwingungsstromes durch den Bogen bedingt sind, so groß, daß die Übereinstimmung nur annäherungsweise erfüllt gezeigt werden konnte.

Wir können also schließen, daß die Änderungen der Schwingungsfrequenz des Lepelerregers mit dem Strom und der Entfernung zwischen der Elektroden durch die Formel für die Lichtbogenschwingungen ge-

Fig. 5.

geben ist. Die Abweichung von der Forderung der Formel, welche auftreten, zeigen, daß, wie im Falle der Lichtbogenschwingungen, der effektive Strom einschließlich Gleichstrom und Schwingung, als Bogen- oder Erregungsstrom betrachtet werden müßte.

Man hat noch nicht genug Beobachtungsresultate zur Verfügung, um schon jetzt feststellen zu können, ob die Verallgemeinerung der Formel, welche Vollmers Arbeit für den Poulsenbogen möglich machte, auch auf den Lepelerreger angewendet werden kann. Meine Versuche über den Lepelerreger haben mich dahin geführt, zu glauben, daß die Verallgemeinerung auch auf den Lepelerreger angewendet werden kann, wenn Kapazität und Induktanz verändert werden.

In Tabelle 13 und Fig. 7 sind meine Versuchsresultate dargestellt, welche die Art zeigen, wie die Intensität der Schwingungen

Fig. 6.

mit wachsender Kapazität zunimmt. Das stimmt mit der Hypothese überein, welche erklären soll, weshalb die Kapazität in der verallgemeinerten Formel eingeführt werden muß, um die Beobachtungen an den Poulsenschwingungen zu erklären.

Tabelle 13 (Fig. 7 u. 8).
Bogenlänge 0,15 mm; $L_1 = 14{,}400$ cm; Kupferelektroden.

Kapazität, 1 Fl. = 0,00188 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
0,50	1,00	—
0,70	1,20	176
1,00	1,40	108
1,15	1,70	94
1,25	1,70	82
1,34	1,86	84
1,60	2,00	72
1,70	1,81	64
1,75	1,65	63
1,85	1,65	62
1,90	1,63	62
2,00	1,65	61,5
2,20	1,86	60
2,40	2,03	57
2,50	2,06	57

Kapazität, 2 Fl. = 0,00376 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
0,76	2,40	—
1,03	2,20	—
1,50	2,32	76
1,55 min	2,28	71
1,60	2,32	70
1,70	2,43	69
1,80	2,49	68
1,90	2,64	66
2,00	2,76	64
2,50	2,34	63
2,65	2,30	59

Kapazität 3 Fl. = 0,00564 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
1,30	3,00	—
1,41 min	2,80	91
1,45	2,90	88
2,20	3,03	64
2,30	3,05	63
2,40	3,10	62
2,50	3,21	62
2,60	3,28	61

Kapazität, 4 Fl. = 0,00752 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
1,45	3,85	96
1,60	3,25	82
1,70	3,17	79
1,75 min	3,12	76,5
1,80	3,14	75,5
2,00	3,25	70
2,05	3,30	69
2,25	3,41	67
2,50	3,48	62
2,71	3,52	56
2,75	3,53	56
2,90	3,54	54,7
3,01	3,69	53
3,20	3,90	52
3,30	3,86	52
3,36	3,90	52
3,42	3,95	52
3,50	3,80	51,5
3,63	3,59	48
3,72	3,69	49
3,80	3,55	47
4,00	3,70	46

Kapazität, 5 Fl. = 0,00940 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
1,08	5,56	—
1,30	5,15	146
1,48	5,00	126
1,60	4,92	116
1,70	4,62	104
1,80	4,27	88
2,00	3 82	73
2,15	3,80	70
2,25	3,57	66
2,50	3,77	65
2,75	3,86	61
3,00	3,90	53
3,26	4,01	50
3,50	4,12	50

Kapazität, 6 Fl. = 0,01128 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
1,45	6,23	—
1,52	6,05	138
1,63	6,05	128
2,00	5,70	97
2,23	5,00	82
2,47 min	4,04	68
2,54	4,09	—
2,67	4,25	64
2,75	4,35	63
2,94	4,62	59
3,00	4,76	58
3,25	4,76	56
3,50	4,83	53
3,75	4,72	49
4,00	4,83	47

Kapazität 7 Fl. = 0,01316 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
2,35	6,00	
2,50	5,83	
2,55	5,60	
2,75	5,24	
2,83	5,20	
2,97 min	4,92	
3.02	4,98	
3,20	5,14	

Kapazität, 8 Fl. = 0,01504 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
2,35	6,28	
2,75	6,00	
3,02	5,60	
3,05	5,50	
3,14	5,28	
3,29 min	5,10	
3,45	5,35	
3,50	5,24	

Kapazität, 9 Fl. = 0,0169 MF.

Bogenstrom Ampere	Schwingung Ampere	Bogen-spannung
2,82	61	72
3,18	59	—
3,43	56	—
3,51 min	52	50
3,80	56	50

In Fig. 8 wird gezeigt, wie sich die Volt-Amperekurve mit zunehmender Kapazität ändert. Da die Konstante d in der Formel von der Gestalt dieser Kurven abhängt, so ist es klar, daß die Frequenz auch beeinflußt werden wird.

Fig. 7.

Diese beiden Versuchsresultate über den Lepelerreger bestätigen einerseits die Hypothese, welche die Wirkung der Kapazität und der Frequenz auf den Poulsenbogen erklärt, und lassen andererseits vermuten, daß die verallgemeinerte Formel für den Poulsenbogen auch für den Lepelerreger gilt.

Zusammenfassung.

Der Lepelerreger gleicht dem älteren Duddell- und Poulsen-Lichtbogenerreger, da er außer den Grundschwingungen noch Oberschwingungen hat, auf die ein lose gekoppelter Schwingungskreis abgestimmt werden kann.

Die folgenden Gesetze gelten, wie im Falle der älteren Erreger, sowohl für Grund- und Oberschwingungen.

1. Die Frequenz der Schwingungen nimmt mit wachsendem Bogenstrom bei konstanter Bogenlänge zu.
2. Die Frequenz der Schwingungen nimmt mit wachsender Bogenlänge bei konstantem Bogenstrom ab.
3. Die Änderung der Frequenz ist geringer, je größer die Selbstinduktion des Kondensatorkreises ist.

Fig. 8.

Es wird vermutet, obgleich es noch nicht experimentell bewiesen ist, daß mit einer kleinen Zunahme des Widerstandes des Schwingungskreises die Frequenz der Lepelschen Bogenschwingungen, wie bei dem Duddell- und Poulsenbogen, zunimmt.

Die Formel, die ich 1908 für die Frequenz der Lichtbogenschwingungen abgeleitet habe, die alle bekannten Tatsachen umfaßt und mit den Resultaten aller Versuche über die Frequenz des Duddell- und Poulsenbogens übereinstimmt, gilt auch für die Lepelschen Erregerschwingungen.

Die Formel lautet:

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\left(W - \frac{c + l d}{A}\right)^2}{4L^2}}$$

wo n die Frequenz, L, C und W die Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand des Kondensatorkreises bedeutet, l die Bogenlänge, A der Bogenstrom, und wo c und d Konstante sind, die von den Elektroden und dem Gas in dem der Bogen erzeugt wird, abhängen. Gewöhnlich sind W und c klein im Verhältnisse zu den anderen Größen, so daß die Formel angenähert geschrieben werden kann

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{l^2 d^2}{4L^2 A^2}}$$

Neue, ausgedehnte Versuche über den Poulsenbogen haben gezeigt, daß wenn der Wert $d = k/\sqrt{C}$ eingesetzt wird, k denselben Wert für einen bestimmten Bogen hat für alle in der Praxis vorkommenden Werte für L, C und der daraus folgenden Thomsonfrequenzen. In ihrer verallgemeinerten Form lautet die Formel

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{l^2 k^2}{4L^2 A^2 C}}$$

Die Wirkung der Kapazität auf den Schwingungsstrom und die Form der Volt-Amperekurven lassen vermuten, daß die verallgemeinerte Formel auch für den Lepelerreger gilt. Man hat jedoch für eine strenge Probe noch nicht genügend Beobachtungsresultate zur Verfügung.

(Eingesandt 17. Januar 1911.)

Über die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten einlagiger Zylinderspulen.

Von **A. Esau.**

Die Messung der Wellenlänge und der Eigendämpfung elektrischer Schwingungskreise erfordert die Kenntnis des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen, die man wohl in den meisten Fällen in der Form kurzer einlagiger Zylinderspulen verwenden wird. Für die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten solcher Spulen kommt in Betracht die Formel von Strasser[1]), die selbst bei sehr wenigen Windungen und beträchtlicher Ganghöhe sehr genaue Werte ergibt.

Der wenig einfache Bau der Formel macht die Rechnung ziemlich umständlich und ich habe deshalb im folgenden versucht sie umzugestalten und durch Aufstellen von Tabellen die Rechnung abzukürzen.

Die Formel von Strasser lautet, wenn n die Anzahl der Windungen, $2r$ den Durchmesser der Spule, g ihre Ganghöhe und 2ϱ die Drahtdicke bedeutet

$$L = 4\pi r\left\{n\left(l n\frac{r}{\varrho} + 0{,}333 + n(n-1)\left(l n\frac{8r}{g} - 2\right) - A\right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{g^2}{8r^2}\left[\left(3 l n\frac{8r}{g} - 1\right)\frac{n^2(n^2-1)}{12} - B\right]\right\}$$
$$= 4\pi r n\left\{l n\frac{r}{\varrho} + 0{,}333 + S\right\},$$

wo

$$S = (n-1)\left(ln\frac{8r}{g} - 2\right) - \frac{A}{n} + \frac{g^2}{8nr^2}\left[3\,l n\frac{8r}{g} - 1\right)\frac{n^2-1}{12} - \frac{B}{n^2}\right]$$

gesetzt ist.

A und B sind Konstanten, die unabhängig von den Spulendimensionen sind. Ihre Werte für Windungszahlen $n = 2$ bis $n = 30$ sind von Strasser berechnet.

Bezeichnet man die in Richtung der Achse gemessene Länge der Spule mit l und setzt man

$$\frac{l}{2r} = c = \frac{ng}{2r}$$

1) Strasser, Ann. d. Phys. 1905, S. 763.

so wird der Ausdruck für S

$$= (n-1)\left(ln\frac{4n}{c}-2\right)-\frac{A}{n}+\frac{c^2}{2n}\left[\left(3\,ln\frac{4n}{c}-1\right)\frac{(n^2-1)}{12}-\frac{B}{n^2}\right]$$

und abhängig vom Verhältnis $\frac{\text{Länge}}{\text{Durchmesser}}$ und der Windungszahl n.

Die folgende Tabelle enthält die Werte des S für $c = 0{,}6 - 1{,}75$ und $n = 2 - 30$.

$c = n$	0,06	0,08	0,10	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75
2	2,89	2,61	2,39	1,50	0,88					
3	6,14	5,57	5,14	3,34	2,09	1,45				
4	9,52	8,67	8,01	5,33	3,44	2,47	1,88			
5	13,36	11,83	10,95	7,38	4,85	3,54	2,75			
6	16,48	15,20	13,95	9,48	6,31	4,66	3,24	2,95		
7	20,02	18,31	16,97	11,61	7,79	5,79	4,54	3,70	3,09	
8	23,59	21,57	20,03	13,76	9,30	6,95	5,49	4,50	3,78	3,22
9	27,16	24,87	23,10	15,94	10,82	8,14	6,47	5,32	4,50	3,87
10	31,29	28,18	26,19	18,12	12,37	9,36	7,47	6,19	5,20	4,58
11	34,37	31,49	29,27	20,32	13,92	10,55	8,43	6,98	5,93	5,20
12	37,91	34,85	32,37	23,51	15,47	11,77	9,42	7,84	6,68	5,74
13	41,60	38,21	35,56	24,81	17,12	13,08	10,51	8,76	7,49	6,48
14	45,22	41,47	38,60	26,96	18,65	14,23	11,47	9,57	8,20	7,16
15	48,86	44,82	41,72	29,18	20,23	15,44	12,47	10,41	8,92	7,75
16	52,43	48,18	44,86	31,40	21,80	16,72	13,51	11,30	9,69	8,47
17	56,05	51,52	47,97	33,64	23,45	17,95	14,59	12,16	10,43	9,11
18	59,75	54,84	51,13	35,87	24,98	19,30	15,56	13,04	11,18	9,77
19	63,32	58,23	54,19	38,12	26,57	20,44	16,60	13,93	11,98	10,46
20	66,94	61,65	57,31	40,25	28,15	21,69	17,59	14,75	12,64	11,00
21	70,61	64,96	60,47	42,61	29,78	22,73	18,69	15,71	13,54	11,84
22	74,33	68,28	63,69	44,86	31,39	24,24	19,71	16,59	14,32	12,59
23	78,11	71,69	66,73	47,14	32,95	25,51	20,76	17,51	15,11	13,11
24	81,71	75,07	70,05	49,33	34,55	26,66	21,70	18,23	15,68	13,78
25	85,37	78,44	73,20	51,58	36,17	27,92	22,77	19,16	16,48	14,34
26	89,04	81,84	76,37	53,85	37,81	29,26	23,90	20,19	17,27	15,29
27	92,75	85,20	79,31	56,10	39,65	30,58	24,95	21,08	18,24	15,94
28	96,26	88,57	82,58	58,26	41,21	31,67	26,03	21,99	19,03	16,74
29	100,30	92,14	85,74	60,76	42,91	33,23	27,23	23,02	19,95	17,43
30	103,60	95,26	88,93	63,03	44,28	34,44	28,10	23,79	20,61	18,03

Trägt man wie die folgende Figur zeigt die Größe Sn als Funktion von c in ein Koordinatensystem ein, so kann man aus der Kurve alle Werte von Sn für ein zwischen den Grenzwerten 0,06 und 1,75 liegendes c entnehmen.

Für verschiedene n-Werte zeigen die Kurven $Sn = f(c)$ einen nahezu parallelen Gang, wie aus der Fig. 1 ersichtlich ist.

Maximum der Selbstinduktion.

Bei der Herstellung möglichst schwach gedämpfter Schwingungskreise wird es unter anderem von Wichtigkeit sein, die Spulen auf das Maximum der Selbstinduktion zu wickeln. Es soll deshalb für

Fig. 1.

die behandelte Spulenform untersucht werden, wie man das Verhältnis $c = \frac{l}{2r}$ wählen muß, um für eine gegebene Drahtlänge die möglichst größte Selbstinduktion zu erhalten.

Dabei wird sich zeigen, daß dieses günstigste Verhältnis noch abhängig ist von der Größe der Ganghöhe der Spule.

Die Behandlung der Gleichung $L = f(c, g)$ nach der Theorie der Maxima und Minima führt auf eine transzendente Gleichung und es

muß deshalb hier der viel umständlichere Weg der Berechnung der Selbstinduktionskoeffizienten für variables c und g eingeschlagen werden. Für den Fall unendlich benachbarter Windungen $\left(\frac{g}{2\varrho} = 1\right)$ ergibt die Rechnung ein Maximum des Selbstinduktionskoeffizienten für $c = 0{,}434$.

Wie aus der folgenden Tabelle ersichtlich steigt der Wert des L mit wachsenden Werten von c rasch an, bleibt dann zu beiden Seiten des Maximums ($c = 0{,}36 - 0{,}47$) ziemlich konstant, um bei noch größeren Werten von c schnell abzufallen.

c	L
0,096	75300 cm
0,131	75700
0,171	78850
0,267	82600
0,323	83570
0,384	**83900**
0,417	**83980**
0,450	**83990**
0,486	83750
0,523	82300

Aus diesem Verhalten des L folgt, daß man bei der Dimensionierung der Spule in bezug auf die genaue Einhaltung des Wertes c nicht allzu ängstlich zu sein braucht.

Variiert man noch die Ganghöhe, so zeigt sich, daß mit wachsender Ganghöhe der dem Maximum von L entsprechende Wert des c abfällt, und zwar auch hier wieder zunächst schnell, dann immer langsamer.

In der folgenden Fig. 2 sind als Ordinaten die Werte c, als Abszissen die Werte des Verhältnisses $\frac{g}{2\varrho}$ aufgetragen. Aus der Figur ersieht man, daß man in den meisten vorkommenden praktischen Fällen mit einem Werte $c = 0{,}4$ zu rechnen hat.

Für Flachspulen hat Meißner[1]) experimentell nachgewiesen, daß das Maximum des Selbstinduktionskoeffizienten ebenfalls dem Werte 0,4 entspricht und daß mit wachsender Ganghöhe dieser Wert abnimmt.

Dieses Resultat ist nicht verwunderlich, da die Formeln für die Selbstinduktionskoeffizienten beider Spulenarten[2]) sehr nahe übereinstimmen.

1) A. Meißner, Jahrb. **3**, 60, 1909.
2) A. Esau, Jahrb. **5**, 212, 1911.

Zusammenfassung.

Die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten einlagiger Zylinderspulen nach der Formel von Strasser wird durch tabellarische Ausrechnung einer Größe S für Windungszahlen von 2 bis 30 und Ver-

Fig. 2.

hältnissen $\frac{\text{Länge}}{\text{Durchmesser}}$ zwischen 0,06 und 1,75 vereinfacht.

Das Maximum der Selbstinduktion solcher Spulen liegt bei einem mittleren Wert des obigen Verhältnisses von 0,4.

Mit wachsender Ganghöhe wird es ein wenig kleiner.

Halle a. S., Phys. Versuchsstation, Dez. 1911.

(Eingesandt 11. Januar 1912.)

Referate.

L. Zehnder, Beruht die drahtlose Telegraphie auf der Ausbreitung Hertzscher Wellen in der Erde? Elektrot. Ztschr. 1911, S. 1101[1]).

Verfasser empfiehlt ein ihm im Jahre 1905 patentiertes Verfahren gerichteter drahtloser Telegraphie mit Erdströmen zur Lösung der Frage, welche Fortpflanzungsgeschwindigkeit die längs der Erdoberfläche sich ausbreitenden elektrischen Wellen besitzen. Kommt ihnen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen in der Atmosphäre zu oder diejenige im Erdreich, im Wasser, das an die Atmosphäre grenzt? Eine bezügliche Schaltung des Verfasserr besteht z. B. in einem an zwei Stellen, die um eine halbe Wellenlänge auseinanderliegen, geerdeten schwingungsfähigen abgestimmten Leiter, der von einem Primärschwingungskreis aus erregt wird, so daß elektrische Wellen entgegengesetzter Phase von beiden Erdungen ausstrahlen. Der Leiter hat in seiner Mitte irgendeine geeignete Wechselstromquelle, z. B. eine Spule S, die mit dem primären Schwingungskreis gekoppelt ist. In den Leiter können Kapazitäten eingeschaltet werden, z. B. an seinen beiden Enden, die an die inneren Belegungen von Kondensatoren, $C\,C$, angeschlossen sind, während die äußeren Belegungen geerdet werden. Daher kann der ganze Leiter (Sender oder Empfänger), ausgenommen etwa die Erdungen, ganz im Inneren eines Gebäudes, einer Festung, eines Kriegsschiffes usf. angeordnet werden, wo er der Zerstörung am wenigsten ausgesetzt ist. Die Leiterlängen von den Stromquellenpolen zu beiden Erdplatten werden derart gewählt, daß die von beiden Stromquellenpolen fortschreitenden Wellenzüge am Empfänger in gleicher Phase ankommen. Dies geschieht, indem die von der Stromquelle in bestimmter Länge erzeugten Wellen zur Ausmessung jener Drahtleitungslängen von der Stromquelle zu den Erdplatten dienen. Es muß nämlich der Bedingung $\frac{l' - l''}{\lambda} + \frac{x}{\lambda_1} = \frac{1}{2}$ Genüge geleistet werden, wobei l' und l'' die Drahtleitungslängen von der Stromquelle zu den Erdplatten, x den Abstand der Erdplatten, λ die der Stromquellenperiode entsprechende

1) Vgl. auch ebenda S. 1195 Dikussion **Kiebitz-Zehnder**, und S. 1219 **Zehnder**.

Wellenlänge in der Drahtleitung gemessen und λ_1 die entsprechende Wellenlänge in der Erde gemessen bezeichnen.

Haben die beiden Erdungen genau den Abstand einer halben Wellenlänge $\frac{\lambda_1}{2}$, so kommt die stärkste Ausbreitung der Wellen in beiden Richtungen der Verbindungslinie beider Erdungen nach außen zustande. Verändert man umgekehrt bei einem gegebenen Leiter mit zwei Erdungen die Wellenlänge, unter gleichzeitiger Abstimmung des Leiters auf die geänderte Periode, so lange, bis man im Empfänger die größte Empfangsintensität bekommt, so stellt der Abstand beider Erdungen eine halbe Wellenlänge $\frac{\lambda_1}{2}$ oder $(2n+1)\frac{\lambda_1}{2}$ dar. Aus dem Ergebnis kann also die oben aufgestellte Frage gelöst werden, weil der elektrische Brechungsexponent des Erdreichs (bzw. des Wassers) aus der Periodenzahl und aus der gemessenen Wellenlänge λ_1 in bekannter Weise erhalten wird.

Die elektrischen Brechungsexponenten des Erdreichs sind längs der Erdoberfläche stark, längs der Meeresoberfläche sehr wenig variabel. Daraus erklärt sich die größere Reichweite zur See als über Land, namentlich für kürzere Wellen, die der Brechung und der Interferenz beim Durchgang durch Erdschichten verschiedener elektrischer Brechungsexponenten mehr unterliegen als längere Wellen. Die Hemmungen der Ausbreitung durch unebenes Terrain, durch Berge, werden gleichfalls auf solche Interferenzen zurückgeführt. Besonders wird aber hervorgehoben, daß sich die Erreichung größerer Reichweiten bei Nacht als bei Tage aus derselben Ursache erklären läßt. Die Sonne verändert durch ihre Bestrahlung die Luftschichten und diese wirken auch auf die Ausbreitung der Wellen im Erdreich zurück, weil die Fortpflanzung der Wellen von beiden leitenden Medien, vom Erdreich und von den Luftschichten, abhängig ist. Besonders bei Sonnenschein und wechselnder Beleuchtung entstehen benachbarte Luftsäulen ungleicher Temperatur; ferner werden bei Gewittern, bei vorübergehenden Regenschauern Erdschichten bald trocken, bald wasserhaltig sein; aus beiden Ursachen werden Änderungen der elektrischen Brechungsexponenten und daher neue Brechungen entstehen, die vermöge der Interferenzwirkungen die Reichweite herabsetzen. Bei gleichmäßigen über große Ländergebiete sich erstreckenden Witterungsverhältnissen wird daher die größte Reichweite zu erwarten sein.

Die Patente der vorstehenden Schaltungen sind vor etwa vier Jahren fallengelassen worden, weil damals in der Technik niemand

gefunden wurde, der sich für des Verfassers neue Schaltung interessiert hätte. In neuester Zeit scheint sich aber hierin ein entscheidender Umschwung zu vollziehen; denn kürzlich sind von anderer Seite hervorragend günstige nach des Verfassers Schaltung vorgenommene Versuche veröffentlicht worden.

Endlich wird zum Zweck der Geheimhaltung drahtloser Telegramme noch darauf hingewiesen, daß der Verfasser schon vor nahezu 30 Jahren (für Abessinien) eine Geheimschrift erdacht und ausgeführt hat, die ohne Schlüssel unauflösbar gemacht werden kann. Man denke sich beliebig viele Alphabete mit vertauschten Buchstaben auf eine Tafel geschrieben, jedes Alphabet eine Zeile ausfüllend, und über der Tafel auf einem Schieber das richtige Alphabet:

a	b	c	d	e	f	g	. . . . . .
f	p	l	q	s	w	t	. . . . . .
r	u	b	a	o	x	m	. . . . . .
t	f	v	c	n	d	e	. . . . . .

Stellt man nun den Schieber über eines dieser Alphabete und nimmt für jeden Buchstaben eines Schriftstücks statt des richtigen den darunterliegenden Buchstaben, so erhält man eine Geheimschrift, die aber um so leichter auflösbar ist, je mehr Worte mit derselben gebildet worden sind; denn aus der Häufigkeit der wiederkehrenden gleichen Zeichen schließt man auf die Zeichen selber, weil die Wahrscheinlichkeit des Vorkommens für jeden Buchstaben e, t, n, a . . usf. eine ganz bestimmte ist. Schreibt man aber nur eine Zeile mit einem Alphabet, die nächste mit dem folgenden Alphabet usf., oder schreibt man vollends jedes Wort mit einem neuen Alphabet, so nützt kein Abzählen, keine Kunst des Dechiffrierens mehr, nur der Besitz des Schlüssels; denn beim Abzählen erscheinen nun die verschiedenen Buchstaben gleich häufig. Mit Schreibmaschinen läßt sich die Herstellung und die Auflösung einer solchen immer wechselnden Geheimschrift ganz besonders einfach bewirken. (E.)

(Eingesandt 1. Dezember 1911.)

Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinneren.[1])

Von **Heinrich Löwy** (Göttingen).

Bis vor kurzem noch waren die geologischen Methoden die einzigen, die uns einen einigermaßen zuverlässigen und detaillierten Aufschluß über die Konstitution des Erdinnern geben konnten. So überraschend in vielen Fällen die Sicherheit ist, mit der der Geologe z. B. über das Vorhanden- oder Nichtvorhandensein von Grundwasser an einer bestimmten Stelle des Erdinnern entscheidet, so bleibt doch zu bedenken, daß seine Schlüsse stets nur Analogieschlüsse sind, die — unter Annahme einer gewissen Kontinuität der Lagerungsverhältnisse — von Bekanntem auf Unbekanntes extrapolieren, und notwendig versagen müssen, wo jene Kontinuität durchbrochen ist. Einer geologischen Aussage kommt niemals jener Grad von Gewißheit zu, welchen eine Tiefbohrung besitzt.

Inzwischen ist aber durch das Aufblühen der Seismologie eine direkte Methode geschaffen worden, die jenem Ideal an Sicherheit sehr viel näher kommt. In seiner neuen Arbeit über Erdbebenwellen[2]) (§ 1 „Seismik als Mittel zur Erforschung des Erdinnern") sagt E. Wiechert nach einer Besprechung der bisher vorhandenen Methoden: „Ganz anders steht es um die Erdbebenwellen. Durch ihre Beobachtung können wir wirklich lokalisieren, können wir die elastische Beschaffenheit des Erdinnern in den einzelnen Schichten und Ort für Ort in diesen bis herab zu den größten Tiefen erschließen. Der Umstand, daß die Erdbebenwellen durch den Erdkörper tatsächlich hindurchgehen, macht uns diesen gewissermaßen durchsichtig, erlaubt uns Außenstehenden sein Inneres zu durchforschen."

In folgendem teile ich eine neue, auf wesentlich anderen Grundlagen beruhende Methode mit, welche sich vielleicht geeignet erweisen dürfte, die Ergebnisse der Seismik in bestimmter Hinsicht zu ergänzen.

---

1) Auszug aus: Löwy und Leimbach, Phys. Ztschr. **11**, 697, 1910. Vgl. ferner: H. Löwy, „Systematische Erforschung des Erdinnern mittels elektrischer Wellen", Ztschr. f. prakt. Geologie **19**, 279, 1911, „Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit der Gesteine," Ann. d. Phys. **36**, 125, 1911 und „Die Fizeausche Methode zur Erforschung des Erdinnern", Phys. Ztschr. **11**, 1001, 1911.

2) Wiechert und Geiger, „Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern", Phys. Ztschr. **11**, 294, 1910.

Während nämlich die Seismik Aufschluß über die elastische Beschaffenheit des Erdinnern gibt, ermöglicht die neue Methode, das Erdinnere mit Rücksicht auf seine elektrischen Eigenschaften zu erforschen. Diese Methode stützt sich im wesentlichen auf die Tatsache, daß elektrische Wellen — wie es auch die Theorie voraussehen läßt — trockenes Erdreich und Gestein ohne erhebliche Schwächung passieren. Über Versuche in größerem Maßstabe, die ich zu diesem Nachweise mit Herrn Dr. Gotthelf Leimbach unternommen habe, wird weiter unten berichtet.

Zunächst ist das Folgende klar: Wenn überhaupt elektrische Wellen auf größere Tiefen in den Erdboden eindringen, so müssen sich mit ihrer Hilfe etwa eingelagerte Metallmassen nachweisen lassen.

Fig. 1.

In der Praxis wird man sich insbesondere zweier Anordnungen bedienen, welche ich kurz als „Reflexionsmethode" und „Absorptionsmethode" unterscheiden will.

Bei der ersten Methode wird an einem bestimmten Punkte A der Erdoberfläche eine schräg gegen die Oberfläche gerichtete Sendeantenne AB aufgestellt; die Wellen, welche vom Sender ausgehen, werden an einem Medium (M), dessen elektrische Leitfähigkeit oder Dielektrizitätskonstante von den entsprechenden Konstanten der Umgebung wesentlich verschieden sind, reflektiert und gelangen an einem bestimmten Punkt der Erdoberfläche, der mit dem Empfangsapparate ($A' B'$) aufzusuchen ist. Empfänger und Sender wirken als gerichtetes System, welches erlaubt, die direkt durch Luft oder Erdboden übermittelten Wellen von den reflektierten zu trennen. Variiert man — bei konstanter Lage des Senders — den Winkel des Empfängers, so läuft die Empfangswirkung zwei Maxima, von denen das eine wesentlich von den direkten Wellen, das andere wesentlich von den reflektierten herrührt.[1])

1) Diese Methode habe ich zum erstenmal in einem im Dez. 1909 bei der kais. Akademie in Wien hinterlegtem Schreiben zum Nachweise des Wiechertschen Erdkerns entwickelt. Vgl. H. Löwy, „Fizeausche Methode", Phys. Ztschr. 11, 1001, 1911.

Bei der Absorptionsmethode kommen Bohrlöcher von 300 m Tiefe zur Anwendung, in welche die Antennendrähte versenkt werden. Werden elektrische Wellen, die vom Sender (S) ausgehen (Fig. 2), von dem Empfänger E_1 angezeigt, aber nicht angezeigt von dem gleichweit entfernten Empfänger E_2, so bedeutet das, daß im Strahlenweg von S nach E_2 elektrisch leitfähige Massen eingelagert sind, die teils durch Reflexion, teils durch Absorption den Durchgang der Wellen verhindern.

Die Absorptionsmethode ist — im Gegensatz zur Reflexionsmethode — als eine Methode zur systematischen Durchforschung großer Gebiete gedacht.[1]) Die beträchtliche Tiefe der Bohrlöcher ist erforderlich, erstens um symmetrische Antennen von ca. 100 m Gesamtlänge darin unterzubringen, zweitens aber, um die Äquatorialebene

E_1 S E_2

Fig. 2.

des Senders möglichst in trockenes Gebiet zu verlegen. Rechnen wir mit einer maximalen Reichweite von 400 km, was sicher nicht zu hoch gegriffen ist, so wäre das zu untersuchende Gebiet etwa in ein quadratisches Netz von 50 km Seitenlänge einzuteilen, an dessen Endpunkten die Bohrlöcher anzubringen sind. Bei dieser Anordnung würde pro 2500 km über 200 verschiedene Punkte variabler Tiefe durchforscht. Ein wesentlicher Vorteil dieser Methode besteht aber darin, daß sie zufolge der Erdkrümmung gestattet, mit Bohrlöchern von bestimmter Tiefe sehr viel tiefer gelegene Punkte des Erdinnern zu erforschen.

Wie kommt es, daß so naheliegende Anwendungsmöglichkeiten sich bisher der Beachtung entzogen haben? Das mag zweierlei Gründe haben: Einmal ist man — schon von den Elementen der Elektrizitätslehre her — gewohnt, die Erde als Leiter anzusehen[2]) und ist in dieser Hinsicht verführt, die Absorption elektrischer Wellen im Erdboden zu überschätzen. Andererseits aber dürfte die große geologische Mannig-

---

1) Eine nähere Beschreibung dieses Planes und tiefere Begründung seiner Durchführbarkeit habe ich in einem am 27. April 1911 im „Österreichischen Ingenieur- und Architekten-Verein“ in Wien gehaltenen Vortrage („Ztschr. f. prakt. Geologie“ **19**, 279, 1911) gegeben.

2) Der Ausdruck „erden“ deutet darauf hin.

faltigkeit des Erdinnern manchen abgeschreckt haben, bei so äußerst komplizierten Verhältnissen noch auf klare Resultate zu hoffen.

In einer eingehenden Diskussion[1]) habe ich gezeigt, daß beide Bedenken einer genaueren Prüfung nicht standhalten. In größeren Tiefen, die bei der Absorptionsmethode in Betracht kommen, ist im allgemeinen die Trockenheit des Gesteins so groß, daß die Absorption der Wellen sehr gering ist. Die Leitfähigkeit jener Schichten sinkt gelegentlich auf Werte hinab, die kleiner sind als die normale Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft: Der Gedanke einer drahtlosen Telegraphie durch das Erdinnere auf große Distanzen mit Antennen, die in Bohrlöchern versenkt werden, gewinnt dadurch praktische Bedeutung. Indem man die Äquatorialebene der Antenne in die untere Begrenzungsfläche des Grundwasserbassins verlegt, gewinnt man in Gebieten mit einem einigermaßen zusammenhängenden Grundwassersystem den Vorteil, daß sich die Wellen längs einer gutleitenden Fläche fortpflanzen, ein Vorteil, den man bei der gewöhnlichen Telegraphie nur zwischen Küstenstationen genießt. Was die Reflexionsmethode betrifft, bei welcher die Wellen von der Erdoberfläche ausgehen, so dürfte diese nur in sehr trockenen Gegenden, am besten in Wüsten, brauchbar sein. Ich habe endlich gezeigt, daß durch die Aufeinanderfolge verschiedener Gesteinschichten keine einer Metallreflexion vergleichbare Wirkung hervorgerufen wird. Solche, durch die geologische und petrographische Mannigfaltigkeit des Erdinneren hervorgerufene Täuschungen sind vollkommen ausgeschlossen.

Diese Betrachtungen wurden durch die Versuche bestätigt, die ich mit Herrn Dr. Gotthelf Leimbach in den Alkaliwerken zu Vienenburg, Ronnenberg und Weetzen, sowie allein in den Scharleyer Erzgruben (Ostschlesien) ausgeführt habe. Die Fortpflanzung der elektrischen Wellen durch Gestein ist durch diese Versuche in einwandfreier Weise festgestellt. Daß die Absorption — im Einklange mit der Theorie — äußerst gering ist, zeigt der Vergleich der Empfangswirkungen bei identischen Anordnungen über und unter der Erde. Die Versuche zwischen den Alkaliwerken in Ronnenberg und Weetzen (Distanz 1,8 km; Sender und Empfänger ca. 500 m unter Tag), bei welchen sich die Wellen durch Salz-, Ton- und Anhydritschichten fortpflanzten, haben meine Abschätzungen in einem speziellen Falle vollauf bestätigt: Inhomogeneitäten petrographischer und geologischer Natur haben keine störenden Re-

1) l. c. S. 699—701.

flexionen zur Folge. Meine Versuche in den Scharleyer Bleierzgruben haben endlich gezeigt, daß der geringe Erzgehalt von 12 % das Gestein (Dolomit) völlig undurchlässig macht. Bei allen Versuchen wurden symmetrische Antennen verwandt, die in horizontallaufenden Strecken („Sohlen") ausgespannt waren. Bei der ersten Reihe von Versuchen haben wir mit einfacher Marconischaltung, später mit Stoßerregung gearbeitet[1]).

Durch diese Versuche erscheint die Anwendbarkeit meiner Methoden für die nächstliegenden praktischen Zwecke sichergestellt. Weitergehende geophysikalische Anwendungen, durch welche ich ursprünglich auf diese Untersuchungen geführt wurde, habe ich am Schluß der zitierten Abhandlung näher ausgeführt.

---

1) Die Vienenburger Versuche sind l. c. S. 702—704 näher beschrieben; die anderen Versuche werden in einer demnächst erscheinenden „2. Mitteilung" in der „Phys. Ztschr." behandelt werden.

(Eingesandt 10. März 1911.)

Paul Ludewig, Ein Dämpfungsmesser für die Praxis der drahtlosen Telegraphie (Phys. Ztschr. **12**, S. 763—771, **1911**). Die gewöhnlich in der Praxis der drahtlosen Telegraphie zur Bestimmung der Dämpfung elektrischer Schwingungskreise benutzte Methode beruht auf der von Bjerknes angegebenen Aufnahme einer Resonanzkurve. Benutzt man im Resonanzkreis einen variabelen Kondensator und bezeichnet man den bei Resonanz eingestellten Kapazitätswert mit C_r und mit C_2 und C_1 die beiden Kapazitätswerte, bei denen die Resonanzkurve die halben Ordinaten zeigt (Fig. 1), so ergibt sich die Summe der Dämpfungen von Primär- und Sekundärkreis zu

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = \frac{\pi}{2} \frac{C_2 - C_1}{C_r}$$

Die neue, von P. Ludewig angegebene Art der Messung beruht auf dieser Formel, macht aber die durch sie bedingte Rechnung unnötig dadurch, daß ein Verfahren angegeben wird, mit dem man die Dämpfungswerte direkt an einer Skala ablesen kann. Daneben gibt die Anordnung noch eine beträchtliche Vergrößerung der Meßgenauigkeit. Während bisher die dem Zähler der rechten Seite

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = \frac{\pi}{2} \frac{C_2 - C_1}{C_r}$$

entsprechende Verschiebung am Drehkondensator sehr klein war, d. h. meist nur einige Grade der Skala betrug, enthält hier der Resonanzkreis nicht nur einen Drehkondensator, sondern zwei parallel ge-

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

schaltete, von denen der eine voll eingeschaltet größer als der andere ist. Es wird nun von dem größeren Kondensator im wesentlichen nur der Nenner der Formel berücksichtigt, d. h. mit ihm der Resonanzkreis auf Resonanz eingestellt, während der kleine Kondensator die dem Zähler entsprechende Verschiebung ausführt. Es ist damit erreicht, daß diese Verschiebung sich über eine größere Drehung erstreckt und so die Meßgenauigkeit wesentlich vergrößert. Der Resonanzkreis ist also nach der Schaltung der Fig. 2 angeordnet, in dem C und C' die beiden erwähnten Drehkondensatoren sind. Das Instrument (Hitzdrahtamperemeter) ist nach Hahnemann parallel zu einem Blockkondensator c gelegt gedacht, um den Kreis möglichst wenig zu dämpfen.

Das Wesentliche ist die Anordnung der beiden Deckel der Drehkondensatoren, wie sie Fig. 3 veranschaulicht. C ist der große, C' der kleine Drehkondensator. Der Zeiger des Kondensators C spielt über

Fig. 4.

Fig. 5.

der Skala I, der Zeiger Z_2 des kleinen Kondensators C' über der Skala III. Die drehbaren Platten des kleinen Kondensators sind mit einem Rahmen verbunden, auf dem sich die Skala II befindet und über den sich der Schieber S verschieben läßt. Die Skala II entspricht der Skala I, ist also auch von 0° bis 180° geteilt. Der Kondensator

C hat bei 0^0 den kleinsten, bei 180^0 den größten Wert, während die Null der Skala III in die Mitte gelegt ist, wobei der Stellung -90^0 der kleinste, der Stellung $+90^0$ der größte Kondensatorwert entspricht.

Zur Ausführung der Dämpfungsmessung verfährt man folgendermaßen. Man stellt den Zeiger Z_2 auf 0 und stimmt durch Drehen des Zeigers des großen Kondensators C den Sekundärkreis auf Resonanz ein. Man befindet sich also jetzt an der dem Kapazitätswert C_r entsprechenden Stelle der Fig. 1, und zwar besteht C_r aus der Kapazität des Kondensators C (in der eingestellten Stellung) und dem Kapazitätswert des kleinen Kondensators C' in der Stellung auf 0.

Fig. 6.

Jetzt stellt man den Schieber S, der über der Skala II spielt, auf denselben Zahlenwert, den der Zeiger Z_1 anzeigt, und verschiebt den ganzen Rahmen nach der einen Seite so lange, bis am Hitzdrahtinstrument der halbe Ausschlag erscheint. Unter dem Fadenkreuz des Schiebers S steht dann die Summe $\mathfrak{b}_1 + \mathfrak{b}_2$ auf der empirisch geeichten Flächenskala.

Die Konstruktion dieser Flächenskalen ergibt sich durch einfache Rechnung aus den Konstanten der Eichkurven der beiden Drehkondensatoren, und zwar zeigt sich, daß der Abstand der Isodämpfungskurven nicht von der Größe der verwendeten Drehkondensatoren abhängt, sondern nur von dem Verhältnis, in dem sie, voll eingeschaltet, zueinander stehen.

Man bekommt eine andere Anordnung, je nachdem man den Nullpunkt der Skala II nach innen oder nach außen verlegt. Fig. 4 u. 5 geben diese beiden Fälle, und zwar stehen bei beiden Figuren die Kondensatoren im Verhältnis 1 : 3. Wie man sieht, ist die Anordnung der Fig. 5 für eine gleichmäßig genaue Messung bei jeder Stellung auf der Skala II vorzuziehen.

Wählt man ein kleineres Verhältnis, so rücken die Kurven auseinander. Fig. 6 zeigt die Kurvenschar für den Fall 1 : 10.

P. L.

(Eingesandt 10. Oktober 1911.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Marinekapitän A. N. Hovlands System für Radiotelegraphie und Leitungstelegraphie mit Typendruck und Geheimschrift.

Ich entnehme mündlichen und schriftlichen Mitteilungen über diese mir vorgeführte Neuerung[1]) folgendes:

Mit dieser Erfindung hat Kapitän Hovland seit 1904 gearbeitet. Ihr Zweck ist die Geheimhaltung der Depeschen zu sichern und die Telegramme direkt in Typendruck herzustellen. Es liegen somit zwei verschiedene originelle Hauptideen dieser Erfindung zugrunde.

Die eine Idee und zwar die erste aus dem Jahre 1904 ist — bei mechanischen oder elektrischen Mitteln — gewöhnliche Schrift in Geheimschrift und umgekehrt automatisch zu verwandeln.

Bisher war man auf verschiedene zeitraubende Methoden angewiesen, und zwar war der Vorgang so, daß man mittels eines Apparates — des Kryptographen — Buchstaben für Buchstaben übersetzen mußte, wozu eine Zeit von mehreren Sekunden pro Buchstabe nötig war.

Dies ist für militärische Depeschen ein großer Nachteil; denn erstens wird die Korrespondenz dabei bedeutend verzögert und zweitens wird man viel leichter sowohl beim Senden als beim Empfang Irrtümer und Fehler bei den Depeschen bekommen, wenn man Geheim schrift, d. h. unzusammenhängende, sinnlose Worte übermittelt.

---

1) Das Recht zu Benutzung für Radiotelegraphie wurde von der Telefunken-Gesellschaft für alle Länder erworben.

Nach Hovlands Idee wird diese Übersetzung, wie gesagt, automatisch gemacht; und dabei wird bedeutend an Zeit gespart und Sicherheit gegen Irrtümer gewonnen.

Diese Idee kann nun in vielen verschiedenen Arten ausgeführt werden. Hier soll nur diejenigen erwähnt werden, welche Hovland bei seinen verschiedenen Apparatkonstruktionen anwendete.

Bei seinem ersten Apparat (Fig. 1) vom Jahre 1904, wird die Umsetzung in folgender Weise gemacht.

Fig. 1.

Auf zwei Achsen ist eine Reihe runder Scheiben angebracht, auf deren Umfängen Erhöhungen sich befinden, welche den verschiedenen Morsezeichen entsprechen. Eine Scheibe trägt zum Beispiel den Buchstaben $A(\cdot —)$, eine andere den Buchstaben $B(— \cdot\cdot\cdot)$ usw. Unterhalb der zwei Scheibenreihen liegt eine Stange mit einem Kamm, der gegen die Scheiben gepreßt wird und einen Telegraphenschlüssel betätigt. Dreht sich zum Beispiel die Scheibe A um, so wird zunächst der kurze vorstehende Teil, welcher einen Punkt erzeugt, sich über den Kamm bewegen und diesen einen Augenblick niederdrücken, wodurch der Telegraphenschlüssel einen Punkt telegraphiert. Nachdem dieser Vorsprung an dem Kamm vorbeigegangen ist, wird dieser von einer Feder wieder zurückgeführt und damit der Telegraphierkontakt unterbrochen. Die Scheibe dreht sich mittlerweile weiter. Der vorspringende Teil, welcher einen Strich hervorbringt, gleitet über den

Kamm, welcher den Telegraphierkontakt auf drei Zeiteinheiten schließt, wodurch ein Strich abgegeben wird. Damit ist die Abgabe des Buchstabens *A* (· —) erledigt. Die Scheibe dreht sich weiter bis sie in ihre Ausgangsstellung zurückgekehrt ist.

Zum Umdrehen der Scheiben wird ein Uhrwerk benutzt sowie eine Reihe von Friktionskoppelungen, und letztere werden vermittels Taster betätigt, wie sie bei gewöhnlichen Schreibmaschinen im Gebrauch sind.

Jede Taste steht mittels der Schubstange und der Friktionskoppelung stets in Verbindung mit ein und demselben Morsezeichen, so daß eine Taste für den Buchstaben *A* (· —), eine andere für den Buchstaben *B* (— · · ·) usw. vorhanden ist. Damit war jede Taste mit einem festen Buchstaben verbunden. Zwischen den Tastenreihen war ein bewegliches endloses Band mit aufgedruckten Buchstaben angebracht, welches Band so eingestellt wurde, daß ein eingedruckter Buchstabe dem Morsebuchstaben entsprach, welchen die gegenüberstehende Taste hervorbrachte. In Fig. 1 steht beispielsweise der linken obersten Taste *A*, welche das Morsezeichen (· —) hervorbringt, der Buchstabe A gegenüber. Die nächste Taste wirkt auf die Scheibe, welche das Morsezeichen *E* (·) abgibt und steht dem Buchstaben *E* gegenüber. Drückt man auf Taste *A* oder Taste *E*, so wird im Morsezeichen der Buchstabe *A* oder *E* abgegeben, das heißt damit ist zunächst noch keine Umsetzung in Geheimschrift gegeben. Verschiebt man aber das Band um einen Buchstaben, so daß der eingedruckte Buchstabe *A* an die Stelle kommt, die vordem der eingedruckte Buchstabe *E* einnahm, so wird durch Niederdrücken der Taste, die durch das Band als A gekennzeichnet ist, nicht das Morsezeichen (· —) *A*, sondern das Morsezeichen (·) *E* abgegeben. Andererseits wird bei Niederdrücken der Taste, die nun dem Buchstaben *E* gegenübersteht, nicht das Morsezeichen *E* (·), sondern ein anderes, beispielsweise das des Buchstaben *I* (· ·), telegraphiert. Ist in der Empfangsstation die von der Sendestation benutzte Art der Verschiebung bekannt, so ist damit die Möglichkeit der Übermittelung der Geheimschrift gegeben.

Damit ist die Hälfte der Arbeit, welche beim Gebrauch des Kryptographen infolge der Notwendigkeit des Übersetzens in Geheimschrift angewendet werden muß, erspart. Will man beispielsweise das Wort „Norge“ telegraphieren, so drückt man die Tasten der Buchstaben N-o-r-g-e. Der Apparat entsendet aber statt dessen zum Beispiel x-p-o-u-z. In der Empfangsstation wird die einlaufende Geheimschrift übersetzt. Hierfür hat der Erfinder einen kleinen Apparat

gebaut, welcher aus einem Kryptographen mit Typendruckeinrichtung besteht, vermittels deren die einlaufenden Morsezeichen im Typendruck auf einen Papierstreifen übersetzt werden.

Fig. 2 zeigt die zweite Ausführungsform. Hier hat jede Taste dauernd dieselbe Buchstabenbedeutung. Auch hier geschieht die Betätigung der Telegraphierkontakte nicht mehr mechanisch sondern elektromagnetisch.

Fig. 2.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus einem Zylinder, der sich aus abwechselnden Metall- und Ebonitscheiben aufbaut. Die Metallscheiben tragen an ihren Rändern Erhöhungen, welche in Berührung mit einer Reihe Federn kommen, von welchen Drähte zu den Tasten führen. Die Erhöhungen sind in senkrechten Reihen angeordnet, so daß jeder Reihe ein Morsezeichen entspricht.

Die Taste *A* hat z. B. eine Kabelverbindung, welche zu zwei Kontaktfedern führt, eine für Punkte und eine für Striche. Die Leitungen von den Metallscheiben führen zu zwei Schleifringen, von denen Leitungen zu einer Kontaktscheibe mit Segmenten gehen, über welcher

ein Kontaktarm sich bewegt. Die Leitungen von A gehen zum ersten Punktkontakt und zweiten Strichkontakt. Von den Kontaktscheiben führen Leitungen zum Elektromagnet und zur Batterie.

Wird die A-Taste niedergedrückt, so wird durch den sich drehenden Kontaktarm ein kurzer und ein langer Stromimpuls durch den Elektromagneten geschickt.

Drückt man die B-Taste, so werden ein langer und drei kurze Stromsendungen durch den Elektromagneten veranlaßt.

Fig. 3.

Das geschieht unter der Voraussetzung, daß der Kryptograph nicht auf Geheimschrift eingestellt ist. Soll nun mit dieser telegraphiert werden, so wird auf die übereingekommenen „Kryptographenbuchstaben" eingestellt, womit der Apparat zur Benutzung bereit ist. Damit sind nämlich alle Morsezeichen, das heißt die vertikalen Reihen, am Kryptographen um eine oder mehrere Stellen gegen die Ausgangsstellen verschoben, und die Tasten stehen nun mit ganz anderen Zeichen in Verbindung. Drückt man nun die A-Taste, so wird nicht das Zeichen für A (· —) abgesandt, sondern ein anderes, welches dem gewählten Kryptographenbuchstaben entspricht.

Benutzen alle Stationen denselben Kryptographenbuchstaben, so können sie sämtlich miteinander verkehren.

Doch mußte immer noch an den Empfangsstationen ein Übersetzen aus der Geheimschrift in die gewöhnliche stattfinden.

Bei diesem Apparat konnte man auch die Geheimschrift für jeden Buchstaben automatisch verändern, indem der Elektromagnet am Fuße des Kryptographen — wenn eingeschaltet — bei jedem Tastendruck den Kryptographen um ein Zeichenfeld drehen würde, so daß die Tasten immer neuen Morsezeichen entsprechen würden.

Fig. 4.

Die dritte Ausführungsform wurde bei der dritten Apparatkonstruktion, Fig. 3, von 1907 benutzt.

Bei diesem Apparat konnte man das Typenrad um seine Achse um ein oder mehrere Felder drehen, so daß die Buchstabentypen neuen Kontaktreihen entsprechen würden. Bei dem entsprechenden Sendeapparate Fig. 4 wurde die Bezeichnung der Tasten selbst verändert, und zwar in der Weise, daß die Tastenknöpfe selbst umwechselbar waren.

Die sämtlichen obenerwähnten Methoden hat Hovland inzwischen verlassen, und die jetzige Methode, welche bei den modernen Apparaten, Fig. 5, 6 u. 7 benutzt wird, besteht darin, daß im gemeinsamen Leitungskreis des Sende- und Empfangsapparates ein Apparat, der Kryptograph, eingebaut wurde.

Fig. 5.

Bei diesem Kryptographen, der nach dem Zellenwechselprinzip konstruiert ist, kann man 720 oder 5040 verschiedene Alphabete herstellen, wenn man zur Zeichenbildung 6 beziehungsweise 7 Kontakte

benutzt. Der Übergang von einem Alphabet zu einem anderen kann in einigen Sekunden stattfinden, und zwar auf sämtlichen zusammenarbeitenden Stationen gleichzeitig nach einem verabredeten Signal des Befehlshabers.

Es ist ohne weiteres klar, daß dieser Gedanke — die automatische Umsetzung von gewöhnlicher Schrift in Geheimschrift —

Fig. 6.

in beschriebenen oder ähnlichen Ausführungsformen direkt mit gewöhnlichen Schreibmaschinen realisiert werden kann.

Die zweite Hauptidee der Erfindung besteht in der Art und Weise, in welcher die Depeschen an der Empfangsstation direkt in Typendruck hergestellt werden. Diese Idee von Hovland ist aus dem Jahre 1907, und sie dient als Basis für die sämtlichen Typendruckapparate (drei Konstruktionen).

Das Prinzip kann in folgender Weise erklärt werden. Ein Morsezeichen, z. B. *J*, wird in Abschnitte von Punktlänge aufgeteilt,

während als Zwischenraum ebenfalls die Einheit — die Punktlänge — genommen wird. Der Strich umfaßt drei Einheiten. Hovland kam nun auf den Gedanken, die Morsezeichen in Metall nachzubilden, um sie so zur Hervorbringung von Typendruck zu verwenden.

Die Fig. 7 zeigt eine Anordnung solcher Metallstücke. Läßt man einen Magneten sich mit gleichmäßiger Geschwindigkeit darüber weg bewegen, und werden regelmäßige Stromstöße durch dessen Wickelungen gesandt, so kann man sämtliche Morsezeichen herstellen, sofern man genügend Metallstücke zur Verfügung hat.

Fig. 7.

Die nächste Frage war nun, wie kann man solche Metalltypen verwerten, um Typendruck hervorzubringen.

Hovland fand folgendes Verfahren:

Wenn man eine Reihe von Kontakten hintereinander mit Unterbrechungsstellen, welche ein bestimmtes Morsezeichen geben, anordnet und verbindet diese Reihe mit Leitung und Batterie nebst einem Elektromagneten, so wird der Stromkreis geschlossen, wenn über die Unterbrechungsstellen eine der erwähnten Metalltypen geführt wird. Voraussetzung dabei ist, daß die Metallstücke sämtliche in der Reihe bestehenden Unterbrechungen überbrücken.

Führt man über eine Reihe eine Metalltype, welche nicht sämt-

liche Unterbrechungen überbrückt, so wird der Strom nicht geschlossen und keine Wirkung hervorgebracht. Wie aus Fig. 8 ersichtlich, sind sämtliche Morsezeichen des Alphabets in Metallstücken nachgebildet und übereinander angeordnet. Die langen Morsezeichen sind zu unterst, die kürzeren mehr oben angebracht.

Das ist aus folgendem Grunde nötig:

Bewegt sich eine mittellange Metalltype z. B. für das Morsezeichen $R(\cdot - \cdot)$ über das unterste $J(\cdot - - -)$, so werden nicht sämtliche Unterbrechungen des letzteren überbrückt, und es findet kein Stromschluß statt. Dieser erfolgt erst, wenn die Metalltype für R über das Zeichen für R geht; damit wird dann der Druckelektromagnet erregt und der Buchstabe R auf dem Papierstreifen abgedruckt. Nachdem die Type ihren Buchstaben hervorgebracht hat, muß sie sofort ausgeschaltet werden. Das geschieht automatisch.

Es ist nun keineswegs unbedingt notwendig, Morsezeichen zu verwenden. Man kann eine beliebige Zusammenstellung von Unterbrechungen zur Bildung des Alphabetes benutzen. Auf Fig. 7 sind links zwei andere Alphabete dargestellt, welche willkürlich gebildet sind.

Das untere ist auf einer Maximalzahl von sieben Stromimpulsen aufgebaut, das obere auf einer Maximalzahl von vier Impulsen, wozu noch zwei Hilfsimpulse und ein Stillstandimpuls kommt. Dieses Alphabet ist bei den neuesten Apparaten verwendet.

Aber das Prinzip ist anwendbar, ob man mehr oder weniger Impulse benutzt. In letzterem Falle hat man den konstruktiven Vorteil, daß man mit weniger Metallstücken auskommt. Praktisch ist deren Zahl unbegrenzt.

Um nun ein korrektes Zusammenarbeiten zwischen den verschiedenen Stationen zu sichern, mußte eine andere Methode als die gewöhnliche mit genauem Synchronismus erfunden werden.

Eine drahtlose Typendrucktelegraphie nach dem Verfahren der Leitungstelegraphie von Hughes, Rowlands, Siemens & Halske, Baudot usw. hielt Hovland von vornherein für ausgeschlossen; denn erstens kann man nicht einen Synchronismus auf Basis negativer und positiver Stromstöße zwischen den Radiostationen herstellen, und zweitens würde ein genauer Synchronismus praktisch überhaupt auf sehr große Schwierigkeiten stoßen. Es mußte somit eine Methode geschaffen werden, wonach die Stationen trotz großer Schwankungen im Synchronismus zusammenarbeiten konnten.

Hovland entschloß sich zu einem anderen Verfahren, bei welchem der Kontaktarm eine Umdrehung ausführt bei Erzeugung eines Buch-

stabens, und zwar in der Sende- wie in der Empfangsstation, indem der Sendeapparat den Empfangsapparat selbst in Gang setzt.

Der Erfinder fand darin einen bedeutenden Vorteil gegenüber den anderen Verfahren. Das zeigt die Fig. 8. Sie gibt die Stromimpulse für zwei Apparate, welche in ständiger gleichmäßiger Bewegung sind. Wenn die beiden Apparate einen Geschwindigkeitsunterschied von 7 % aufweisen, kommt der eine Apparat mit dem 7. Impuls um $^7/_{10}$ Impuls nach dem anderen. Indessen können sie zusammenarbeiten auf den $^3/_{10}$-Impuls. Aber in der nächsten Umdrehung wird der 7 %-Unterschied bewirken, daß die Apparate mit dem dritten Impuls nicht mehr länger zusammenarbeiten können.

Im unteren Teil der Fig. 8 sind Impulse für zwei Apparate dar-

Fig. 8.

gestellt, bei welchen die Kontaktarme eine Umdrehung ausführen und dann stehen bleiben, bis sie neuerdings in Gang gesetzt werden. Auch hierbei ist vorausgesetzt, daß sie mit 7 % Unterschied in der Geschwindigkeit sich bewegen. Für die erste Umdrehung wird auch hier der eine Apparat mit dem siebenten Impuls um $^7/_{10}$ Impulse zurückbleiben. Nach dem siebenten Impuls bleiben die Kontaktarme stehen und die Abweichung wird ausgeglichen. Die nächste Umdrehung wird daher wieder gleichzeitig begonnen. Auf diese Art werden Gangunterschiede bei jeder Umdrehung völlig beseitigt, und die Apparate arbeiten in den Grenzen von 7 % Geschwindigkeitsunterschied ohne automatische Regulierung zusammen. In der ersten Methode hört das Zusammenarbeiten schon bei der zweiten Umdrehung auf, und es muß zur automatischen Regulierung gegriffen werden, um den Gleichgang aufrecht zu erhalten.

Hovland benutzte daher die zweite Anordnung. Nun kam es darauf an, die vorteilhafteste Art für die Erzeugung der Morsetypen zu finden.

Die eine Möglichkeit, einen Stromstoß, d. i. einen Kontakt für jede Morsetype zu verwenden und die Kontakte rings am Umfang eines Kreises für sämtliche Buchstaben anzuordnen, zeigt Fig. 9, in

welcher die weißen Felder die Kontakte für jeden einzelnen Buchstaben bedeuten. Bewegt sich in der Sende- und in der Empfangsstation je ein solcher Kontaktarm gleichzeitig und übereinstimmend über den Kreis, so ist ersichtlich, daß der Gangunterschied ca. 1 % nicht überschreiten darf, wenn die Apparate unter der Voraussetzung der gezeichneten 48 Kontakte und Zwischenräume zusammenarbeiten sollen. Das bedeutet mit anderen Worten eine sehr hohe Anforderung an den Synchronismus.

Der andere Weg bestand darin, mehrere Impulse für jeden Buchstaben zu benutzen, d. h. eine ganze Umdrehung für die Erzeugung

Fig. 9. Fig. 10.

eines Buchstabens zu verwenden. Fig. 10 zeigt die Anordnung. Dabei werden 7 Kontakte für jede Type verwendet.

Die Apparate arbeiten zusammen, selbst wenn der eine 7 % zu schnell oder zu langsam läuft, d. h. die Geschwindigkeit in den Grenzen von 14 % wechselt. Es gibt das, wie man sieht, eine bedeutend höhere Sicherheit als bei der erstangeführten Anordnung.

Die mit den neuen Apparaten ausgeführten Versuche haben die Richtigkeit dieses Schlusses gezeigt. Die Geschwindigkeit des einen Apparates wurde bis auf 14 % geändert, ohne daß das Zusammenarbeiten gestört wurde.

Mit den Modellapparaten sind nun Versuche seit zirka einundeinhalb Jahren gemacht worden, und zwar sowohl mit Kohärer wie mit elektrolytischem Detektor und verschiedenen Kontaktdetektoren, und auf verschiedenen Distanzen.

Die Fig. 11 zeigt ein Telegramm zwischen zwei Telefunkenstationen, nämlich in Telefunkens Laboratorium Tempelhofer Ufer 9, Berlin, und im Wernerwerke, Fürstenbrunn, außerhalb von Berlin.

Die Reichweite der Typendrucktelegraphie ist ganz von der Reichweite der Radioapparate abhängig. Als eine generelle Regel kann man

Telegramm zwischen Fürstenbrunn und Tempelhofer Ufer.
Montag, den 28. August 1911.

flugsport. neuer weltrekord im dauerflug...
einen neuen grossen erfolg auf dem gebiete der
aviatik hat frankreich zu verzeichnen. der junge
französische flieger hellen, der erst vor kurzem
vom aeroclub de france sein pilotenzeugnis
erhalten hatte, vollendete gestern morgen einen
ausserordentlich gut gelungenen dauerflug . . . .
durch den der erst vor zwei tagen aufgestellte
weltrekord des amerikanischen fliegers altwood
geschlagen wurde. — ich telephoniere jetzt!! —
hellen unternahm auf einem monoplan von houpmolon
aus einen rundflug der ihn über bothony und
somme jellek führte.
erste mal, dass mehr als eintausend kilometer an
einem tage im flugapparat zurückgelegt worden sind
hellen hat mit diesem flug den michelin-preis
endgültig gewonnen . . . . .
wassersport. berliner herbst-segelwoche.
die zweite regatta der berliner herbst-segelwoche
wurde am sonntag vom zeuthener segel-verein und
dem segel-club ahoi auf dem müggel-see
veranstaltet etwas ausgefallen wegen Störung als am tage zuvor, besonders in
einigen schweren böen, wenn auch etwas
unregelmässig zwischen süd-west von westen bis nach
süden herum. . . infolgedessen gab es einige
überraschungen.

1136 Buchstaben und Zeichen; 29 Fehler. D. h. $\frac{29}{1136} \cdot 100 = 2{,}5\,\%$ Fehler.

Die Zeichen im Telephon und Morseschreiber sind wie vorstehend (Geheimschrift!). Geschwindigkeit 68 Buchstaben pro Minute.

Fig. 11.

sagen, daß sie dieselbe Reichweite wie die Telegraphie mit Morseapparate hat.

Hovlands System kann auch für Fernlenkung benutzt werden, und solche Versuche mit demselben werden im Laufe des kommenden Jahres wieder aufgenommen werden.

Für die Geheimtelegraphie des Militärwesens bei Leitungen wird das System auch eine bedeutende Rolle spielen können, indem solche Geheimschrift-Typendruckapparate direkt an die gewöhnlichen Telegraphenleitungen angeschaltet werden können, womit eine geheime Depeschenübermittelung sofort ermöglicht ist. E.

(Eingesandt 1. Januar 1912.)

Ein Präzisionsdrehplattenkondensator und eine Methode zum Vergleichen von Kapazitäten von G. Seibt.

Wir entnehmen Mitteilungen des Herrn Dr. Seibt folgendes:

Vor einem Jahrzehnt hat Köpsel einen gleichmäßig veränderlichen Kondensator angegeben, der seiner Einfachheit wegen weite Verbreitung gefunden und namentlich in der drahtlosen Telegraphie alle anderen Konstruktionen nahezu vollständig verdrängt hat. Seine wesentlichen Teile sind zwei Systeme einander paralleler, halbkreisförmiger Platten, von denen das eine feststeht und das zweite durch Drehung einer Achse in die Zwischenräume des ersteren hineinbewegt werden kann. Die Platten des gebräuchlichen Typs stehen in einem Abstand von 3 mm einander gegenüber, sind 1 mm dick und lassen somit für das Dielektrikum eine Schicht von gleichfalls 1 mm übrig. Die Endkapazität beträgt etwa 2100, die Anfangskapazität ungefähr 60 cm.

Die Konstruktion ist von drei Seiten in bemerkenswerter Weise fortentwickelt worden. Die C. Lorenz A.-G. vergrößerte, in der Absicht, den Kondensator für höhere Spannungen brauchbar zu machen, die Dimensionen und führte eine stabilere Lagerung der einzelnen Teile durch. H. Boas ersetzte die horizontalen Platten durch senkrecht stehende Zylinderausschnitte, und Marconi schuf einen Typ, an dem die im Verhältnis zu den Dimensionen besonders große Kapazität eigentümlich ist[1]). Er erreicht dies einmal durch die Anordnung fester

1) Brit. Patentschrift 15909, 1906.

Scheiben für die dielektrische Schicht und zweitens durch die Verwendung sogenannter Doppelsysteme, die in gleicher Weise wie das Dolezaleksche Binantenelektrometer[1]) geschaltet, bei ungefähr demselben Raumbedarf die doppelte Endkapazität ergeben, während die Anfangskapazität nur um weniges erhöht wird.

Die Kleinheit der Kondensatoren ermöglichte Marconi einen sehr kompendiösen Zusammenbau seiner neueren Empfangsapparatur[2]). Auf der anderen Seite darf nicht übersehen werden, daß der Konstruktion seines Kondensators ein schwerwiegender Nachteil anhaftet. Die Platten schleifen auf dem Dielektrikum, wodurch, da auch der luftdichte Abschluß fehlt, die Möglichkeit zu Nebenschließungen durch sich niederschlagende Feuchtigkeit gegeben ist. Wer einmal versucht hat, Kondensatoren mit festem Dielektrikum, etwa aus Glimmer, für Empfangszwecke herzustellen, dürfte die Erfahrung gemacht haben, daß man nicht peinlich genug vorgehen kann, um alle Feuchtigkeit fernzuhalten.

Eine Anzahl von mir untersuchter, von einer hiesigen Gesellschaft vor drei Jahren bezogener Blockierungskondensatoren aus Glimmer mit Staniolbelegungen wiesen Isolationswiderstände von 1 Megohm bis herab zu 50000 Ohm auf. Sie waren ohne besondere Vorsichtsmaßregeln durch einfaches Übereinanderschichten hergestellt worden.

Es läßt sich durch Rechnung leicht feststellen, um wieviel das Dämpfungsdekrement durch den Feuchtigkeitsnebenschluß erhöht wird. Für einen einfachen geschlossenen Schwingungskreis gilt die Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 J}{d t^2} + \frac{W}{L} \frac{d J}{d t} + \frac{J}{C L} = 0 .$$

Ein Nebenschluß zum Kondensator mit dem Widerstand w ändert sie in:

$$\frac{d^2 J}{d t^2} + \left(\frac{W}{L} + \frac{1}{w C}\right) \frac{d J}{d t} + \left(\frac{1}{C L} + \frac{W}{w C L}\right) J = 0$$

Man erkennt hieraus unmittelbar, daß das Hinzukommen des Nebenschlusses hinsichtlich der Dämpfung denselben Effekt hat, als wäre der Widerstand der Spule von W auf $W + \frac{L}{w C}$ gewachsen.

Legen wir für den Schwingungskreis die Daten $L = 50000$ cm,

1) E. Dolezalek, Ann. Phys. 26, 314, 1908.
2) Jahrb. 4, 98ff., 1910.

$W = 0{,}5$ Ohm, $C = 500$ cm und $\lambda = 314$ m zugrunde, so ergibt sich das Dämpfungsdekrement zu

$$\delta = \frac{6{,}58 \cdot 10^{-3} \cdot w\, C}{\lambda} = 0{,}00525$$

Ein Nebenschluß von einem Megohm bedeutet dasselbe wie eine Vermehrung von W auf 0,59, also um 18 %. Um denselben Betrag wächst das Dekrement. Bei einem Nebenschluß von 100000 Ohm würde das Dekrement sogar um das 2,8 fache ansteigen.

Die Verwendung fester gegen das Beschlagen mit Feuchtigkeit nicht geschützter Dielektrika erscheint daher in allen Fällen, in denen auf Betriebssicherheit und elektrische Güte der Empfangskreise mehr Wert gelegt wird als auf eine gedrängte Bauart, bedenklich.

Gegen die oben erwähnte Köpselsche Originalkonstruktion ist einzuwenden, daß sie sich für eine rationelle Massenfabrikation wenig eignet und keine hinreichende Gewähr gegen Änderungen der Kapazität während des Betriebes bietet. Die einzelnen Platten müssen genau gerichtet werden, was im allgemeinen maschinell nicht möglich ist, sondern mit der Hand ausgeführt werden muß. Es zeigt sich nämlich, daß die Platten nicht eben werden, selbst wenn man sie glüht und unter noch so starke Pressen legt. Das Richten der Platten mit der Hand ist aber eine sehr zeitraubende Arbeit, die zudem eine gewisse Schulung verlangt und von ungelernten Hilfskräften kaum ausgeführt werden kann.

Es kommt hinzu, daß alle Zwischenlegescheiben und Kondensatorplatten tunlichst gleich stark sein müssen. Nur geringe Abweichungen von der gewählten Dicke sind zulässig, da Fehler, die an einem Ende des Systems gemacht werden, sich über die ganze Länge hindurchziehen und sich addieren, wenn sie in demselben Sinne erfolgen. Bei Aufwendung selbst der größten Sorgfalt läßt es sich praktisch nicht erreichen, daß die Abstände genau gleich werden. Betrachtet man fertiggestellte Kondensatoren, so findet man in der Tat, daß an einzelnen Stellen Abweichungen von 50 % von dem mittleren Abstand von 1 mm vorkommen, ja die Regel bilden. Der mittlere Abstand und die Dicke der Platten bedingt die Bauhöhe des Kondensators, der geringste Abstand aber die Durchschlagsspannung. Kondensatoren mit ungleichem Luftabstand werden daher verhältnismäßig groß und schwer.

Legt man sich die Frage vor, auf welchem Wege bei festgesetzter Kapazität die Dimensionen eines Kondensators am wirksamsten herab-

gesetzt werden können, so bietet sich als einfachstes Mittel die Verkürzung des Lufabstandes dar. Zugleich muß die Präzision der Herstellung entsprechend gesteigert werden, da geringe Abweichungen vom Mittel sich in höherem Maße geltend machen. Wenn man an die Verwirklichung dieses Gedankens herantritt, so erkennt man bald, daß das Übereinanderschichten einzelner Platten mit Zwischenlegescheiben schwerlich zum Ziele führen kann. Die Genauigkeit der Arbeit muß vielmehr von der Hand des Mechanikers vollständig in die Maschine verlegt werden.

Konstruktion des neuen Kondensators.

Bei dem Kondensator, der nachstehend beschrieben werden soll[1]), werden demgemäß die Platten, die Zwischenstücke, die den Abstand der Platten bedingen und die Träger der Platten entweder sämtlich oder doch wenigstens zwei dieser Teile aus einem in sich unverrückbaren, metallischen Ganzen maschinell herausgearbeitet.

s s

Fig. 1a.

f f

Fig. 1b.

Bei der Festsetzung der Dimensionen erwies es sich als möglich, den Durchmesser der Außenplatten von 15 auf 9 cm zu verkleinern.

Die Dicke der Platten wurde auf 2 mm erhöht und der Luftabstand auf 0,3 mm verringert. Dadurch gelang es, trotz erheblicher Reduzierung des Raumbedarfs dem Kondensator bei 16 Plattenpaaren dieselbe Kapazität zu geben, wie dem oben beschriebenen Köpselschen Kondensator, der 24 Plattenpaare besitzt.

Für die Herstellung des Innenkörpers erwies sich nach mannigfachen Versuchen folgender Weg als gangbar. Zwei Aluminiumkörper der in Fig. 1a und b dargestellten Form werden mit den Flächen f, die zunächst eben gefräst werden, mittels eines Spannringes zusammen-

1) D. R. P. 240078.

gepreßt, so daß sie auf die Drehbank genommen und die Stutzen *s* konisch angedreht werden können. Diese Stutzen werden darauf mittels geeigneter Paßstücke ausgefuttert. Dann wird der Spannring entfernt, der Körper wird mit den Paßstücken auf die Drehbank genommen und auf richtigen Durchmesser abgedreht. Mit einem Stechstahl werden darauf Nuten eingestochen, die etwas kleiner sind, als dem endgültigen Abstand der Platten entspricht. Der Körper wird alsdann auf dem äußeren Durchmesser ausgefuttert, die kleinen über die Stutzen geschobenen Paßstücke werden entfernt, die Stutzen abgestochen und der ganze Körper zentrisch durchbohrt.

Nach Entfernung des den Körper umspannenden Futters fällt er in seine zwei Hälften auseinander. In die durch die Bohrung entstandenen Längsnuten werden Drehachsen gelegt und mit dem Körper verschraubt.

Der Körper ist jetzt soweit hergerichtet, um die Nuten auf genaues Maß ausarbeiten zu können. War es schon vorher notwendig, darauf zu achten, daß alle Drehflächen gut zueinader laufen, ein Erfordernis, aus dem sich die beschriebenen einzelnen Prozeduren der Herstellung erklären, so ist es in dem letzten Arbeitsstadium unerläßlich, dafür Sorge zu tragen, daß die Platten völlig parallel und ihre Abstände genau gleich werden. Zur Erreichung dieses Ziels dient eine Drehbank mit besonders sauberer Mikrometerablesung an der Supportspindel. Auf dem Support wird eine Spezialfräseinrichtung montiert, in die ein Doppelfräser eingesetzt wird, wie Fig. 2 zeigt. Die Zähne desselben müssen stark hinterdreht sein, damit die Platten nicht unter dem Druck der Seitenkanten ausweichen. Der Abstand α entspricht der Plattendicke. Die Breite β ist so zu wählen, daß die Flächen des Fräsers an den benachbarten Platten des Kondensators nicht schleifen. Während die Drehbank läuft, wird auch zugleich der Doppelfräser in seinen Lagern durch einen Schnurlauf angetrieben.

Der genaue Abstand von Mitte zu Mitte zweier Platten wird durch die Mikrometerteilung gewährleistet. Ist das Werkzeug genau und die Teilung verläßlich, so betragen die Abweichungen nur ganz geringe Bruchteile eines Zehntelmillimeters.

Für die Herstellung des Außenkörpers haben sich zwei verschiedene Methoden bewährt.

Die erste lehnt sich eng an die eben beschriebene an. Die Abweichung beginnt von dem Augenblicke an, wo in den Innenkörper mittels Stechstahls Nuten eingearbeitet werden. Von hier an wird für den Außenkörper die Arbeit zweckmäßigerweise auf einer Fräs-

maschine weitergeführt. Der Körper wird auf den Tisch fest eingespannt, mittels eines Vorfräsers vorbearbeitet und mit demselben Doppelfräser, der zur Herstellung des Innenkörpers diente, auf genaues Maß gebracht.

Der zweite Weg ist der folgende. In einem zylindrischen, innen und außen sauber abgedrehten Körper werden innen mittels eines Stechstahls einige Millimeter tiefe Nuten N (vgl. Fig. 3) eingearbeitet. Für genaue Innehaltung des Abstandes wird wiederum mittels der Mikrometerteilung gesorgt. Darauf wird der Körper auseinandergeschnitten, und die Platten werden in die Nuten eingeschoben. Da sie ringsum anliegen, verhältnismäßig geringen Durchmesser besitzen und verhältnismäßig dick sind (2 mm), so ist ein nachträgliches Verziehen nicht zu befürchten. Um das Herausfallen zu verhüten, werden die Platten an den Stirnflächen mit dem sie tragenden ringförmigen Körper vernietet.

Fig. 2.

Fig. 3.

Da es auf den ersten Blick scheinen könnte, als ob die geschilderte Bauart umständlicher und schwieriger ist, als die zurzeit gebräuchliche, so sei besonders bemerkt, daß nach Bewältigung der Vorarbeiten die Fabrikation rasch und sicher vonstatten geht.

Im Anfangsstadium meiner Arbeiten konferierte ich mit einigen hervorragenden Vertretern des Werkzeugbaues über die mechanischen Schwierigkeiten, auf die ich gestoßen war. Da die Ansicht zutage trat, daß das Problem auf rationelle Art nicht gelöst werden könne, glaubte ich den Gang der Fabrikation mit einiger Ausführlichkeit darlegen zu sollen.

Die Abbildungen 4—6 lassen Form und Aufbau des neuen Kondensators erkennen. Fig. 4 zeigt das Größenverhältnis des alten und

des neuen Typs, Fig. 5 a und b stellen die Plattensysteme dar, und Fig. 6 gibt einen Einblick in das Innere. Die Ausbalanzierung erfolgt durch das unten sichtbare Gegengewicht. Um gegenseitige Verschiebungen der beiden Plattensysteme, die bei mangelhafter Lagerung der Achse und Verwendung nachgiebiger Isolationsmaterialien, z. B. Hartgummi, leicht eintreten können, zu verhüten, wurde der Deckel aus

Alter Typ. Fig. 4. Neuer Typ.

Magnalium hergestellt und die Isolation durch Einsetzen eines Bakelitkörpers bewirkt. Das untere Lager ist in ähnlicher Weise ausgebildet worden.

Da das Bakelit als Isolationsmaterial in der Elektrotechnik noch wenig bekannt ist, so möge hier nebenher erwähnt werden, daß es sich für den vorliegenden Zweck vorzüglich bewährt hat. Es besitzt in der sogenannten elektrisierbaren Qualität höchste Isolationsfähigkeit, ist bearbeitbar, wärmebeständig, unhygroskopisch und zeigt bei schwacher elektrischer Beanspruchung selbst bei sehr schnellen elektrischen Schwingungen keine Hysteresiserscheinungen. Ich wurde zu dem Material geführt, nachdem die Achsen einiger Kondensatoren zuerst in

Achatsteinen gelagert waren, und bei der Prüfung sich herausgestellt hatte, daß die Empfangsintensität dadurch wesentlich geschwächt wird. Das Ergebnis erschien um so überraschender, als der kleine Kondensator, der von der Achse und dem Lager als Belegungen und den Achatsteinen als Dielektrikum gebildet wurde, die winzige Kapazität von 2 cm besaß. Ähnliche ungünstige Eigenschaften wurden bei Elfenbein, den sogenannten wärmebeständigen Hartgummiqualitäten und einer großen Zahl anderer künstlich hergestellter Isolationsmaterialien festgestellt.

In der Fig. 7 sind die Eichkurven des alten und des neuen Typs einander gegenübergestellt. Charakteristisch an der Kurve des neuen

Fig. 5a. Fig. 5b.

Typs ist der flache Verlauf in den Stellungen von 0—15 Grad. Die Form wurde dadurch erhalten, daß die Platten des beweglichen Systems, wie Fig. 8 zeigt, stufenweise abgeschrägt wurden, so daß sie verschieden große Kreisausschnitte umfassen und bei der Drehung der Achse nacheinander in die Zwischenräume des feststehenden Systems hineinbewegt werden. Es wird dadurch der bekannte Übelstand des alten Typs gemildert, der darin besteht, daß die prozentische Änderung der Kapazität in den Anfangsstellungen außerordentlich viel größer ist als in den Endlagen, wodurch einerseits bei Resonanzversuchen der falsche Eindruck hervorgerufen wird, als sei die Resonanz bei kurzen Wellen wesentlich schärfer als bei langen und andererseits die Einstellung bei kleinen Kapazitätswerten erschwert wird.

Um die Plattensysteme vor dem Zutritt von Feuchtigkeit und Staub zu schützen, werden sie mit einem metallenen Behälter, der

mittels einer Überwurfmutter an den oberen Deckel fest angepreßt wird, umgeben und durch eine Stopfbuchse an der oberen Lagerung gegen den Außenraum vollends abgedichtet.

Eichung der Kondensatoren.

Nachdem die Schwierigkeiten der Fabrikation überwunden waren, schien es wünschenswert, eine einfache Methode zur exakten Eichung der Kondensatoren zu schaffen. Das in der Hochfrequenztechnik übliche

Fig. 6.

Fig. 7.

Resonanzverfahren, bei dem in einem Empfängerkreis der zu eichende Kondensator gegen einen Normalkondensator ausgetauscht wird, und die Methode der Wheatstoneschen Brücke ergeben bei diesen kleinen Kapazitäten keine befriedigende Präzision, die der auf die Herstellung des Apparates verwendeten Genauigkeit entspräche.

Bei der Umschau nach einem geeigneten Verfahren konnte ich auf frühere Versuche zurückgreifen, die ich vor einigen Jahren in der Absicht eingeleitet hatte, eine Nullmethode zur Bestimmung der Dämpfung elektrischer Schwingungssysteme auszubilden.

Das Prinzip bestand darin, zwei Schwingungskreise derselben Wellenlänge synchron zu erregen und auf ein und denselben Detektor

mit entgegengesetzter und gleich starker Amplitude einwirken zu lassen. Wurden dann die Dämpfungsdecemente der Kreise noch gleich gemacht, so mußte der Detektor unerregt bleiben[1]). Die Versuche waren erfolglos verlaufen. Es erwies sich nämlich als notwendig, sehr starke Energiemengen aufzuwenden, um überhaupt ein Widerstandsminimum zu erhalten, wodurch dann die Anordnungen gegen Änderungen der Kapazität oder Selbstinduktion übertrieben empfindlich wurden.

Für den vorliegenden Zweck ist die hohe Empfindlichkeit gegen Kapazitätsänderungen gerade erwünscht. Durch Schwächung der

Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

Schwingungen kann sie leicht auf ein erträgliches Maß herabgesetzt werden.

Unter der großen Zahl der an sich möglichen Schaltungen nach dem dargelegten Prinzip haben sich die in den Fig. 9 und 10 wiedergegebenen am besten bewährt.

Fig. 9 gibt ein Beispiel für Fremderregung der beiden Kreise *I* und *II* durch die in ihrer Lage verstellbare Spule *S*. Der Detektor *D* ist durch die sehr kleinen Kondensatoren *c* mit den Schwingungskreisen verbunden. Er erzeugt in dem Galvanometer *G* ($1^0 = 9 \cdot 10^{-7}$ Amp.) bei unrichtiger Einstellung einen Ausschlag, dessen Größe bei 0,1 Grad Kapazitätsdifferenz leicht auf 10 bis 20 Skalenteile gebracht werden kann. Die Kapazitätsempfindlichkeit kann durch Vermehrung der Energie sogar so weit getrieben werden, daß schon die Annäherung der Hand an den Schwingungskreis auf 10 cm sich in einer Änderung des Ausschlages bemerkbar macht.

1) Ein ähnliches Verfahren ist nach Nesper, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser, Leipzig 1907, S. 199, von Rendahl vorgeschlagen worden.

Die Anordnung nach Fig. 10 ist weniger empfindlich, aber im Gebrauch bequemer, da die fremde Energiequelle, deren Wellenlänge entsprechend der Eigenschwingung der Kreise nachreguliert werden muß, wegfällt und die Schwingungen unmittelbar in den beiden Kreisen erzeugt werden. Die Elemente können auch in die Kreise selbst verlegt werden. Zur Unterbrechung des Stromes empfiehlt sich ein schnellschwingender Seitenunterbrecher mit polarisiertem Magnetsystem, zu dessen Wickelung ein ohmischer Widerstand parallel geschaltet wird, um das Auftreten von Funken zu verhindern. Die Selbstinduktion der Schwingungskreise darf nicht zu klein gewählt werden, damit die Energie ausreichend ist. Spulen von etwa 10^6 cm haben sich als geeignet erwiesen.

Die Bestimmung der Kapazität erfolgt nun in der Weise, daß der zu eichende Kondensator C_x mittels des Umschalters U durch das veränderliche Präzisionsnormal C_n ersetzt und beidemal der Ausschlag des Galvanometers auf Null gebracht wird. (E.)

(Eingesandt 31. Dezember 1911.)

Wir entnehmen drei Mitteilungen von L. W. Austin[1]) folgendes

1. Wellenlänge und Erdabsorption von elektrischen Wellen

Schon in der ersten Zeit der Radiotelegraphie wurde für den Landstrich nördlich und nordöstlich von Newport, Rhode Island, eine starke Absorption elektrischer Wellen festgestellt.

Während der radiotelegraphischen Versuche über große Entfernungen[2]), die während des Sommers 1910 bei Brant Rock ausgeführt wurden, waren die Signale der in Newport liegenden Birmingham in Brant Rock, 45 engl. Meilen entfernt, gemessen worden. Die benutzten Wellenlängen betrugen 1000 m und 3750 m, und die empfangenen Zeichen wurden mit einem 15ohmigen Tellurium-Konstantan Thermoelement gemessen. Ein Millimeter Ausschlag des Thermoelement-Galvanometers entsprach einem Strom von $263 \cdot 10^{-6}$ Ampere.

Die folgende Tabelle zeigt die Beobachtungsdaten. Unter der Kolonne „Berechnet" stehen die Werte aus Tabelle XVI der zitierten Abhandlung. Die Differenz zwischen den berechneten und beobachteten Werten stellt den Überschuß der Erdabsorption dar über diejenige bei Seewasser.

1) Vgl. Journ. of the Wash. Ac. of Sc. Nr. 7, November 1911.

2) Siehe Bur. of Stand. Bull. 7, 315, 1911. Auszug in Journ. Wash. Ac. of Sc. 1, 82, 1911, ferner Jahrb. 5, 75, 1911.

Birmingham in Newport; Empfang in Brant Rock.

Wellenlänge	Sende-antenne-strom	Ablenkung Thermo-element	Empfangener Antennenstrom 10^{-6} Amp.		Absorption der Zeichen
Meter	Ampere	Millimeter	Beobacht.	Berechnet	Prozent
1000	28,7	16,0	1050	5400	95
3750	26,3	37,5	1600	1550	0

Wenn wir die Stärke der Signale, die proportional J^2 ist, ins Auge fassen, so finden wir, daß 95 % der Energie bei der 1000 m Welle absorbiert wurde, während in dem Falle der 3750 m Welle die Erdabsorption nicht bemerkbar war; die beobachteten Signale waren etwas stärker als die berechneten Werte.

Der Versuch erklärt vollständig warum mit den gewöhnlich benutzten kleinen Wellenlängen der radiotelegraphische Verkehr in dieser Gegend so schwierig gewesen war und gibt den Hinweis, daß in solchen Fällen längere Wellen angewendet werden sollten.

2. **Gerichtete Telegraphie mit Marconis geknickten Antennen in Clifden (Irland).** Während die richtende Wirkung von Marconis geknickten Antennen auf kurze Entfernungen von Marconi, Fleming u. a. ausführlich demonstriert worden ist, erschien es nicht sicher, daß diese Asymmetrie in der Strahlung sich nicht verlieren würde auf größere Entfernungen, so daß schließlich die Strahlungsverteilung die gleiche würde wie bei gewöhnlichen Antennen.

Auf Verlangen des Laboratoriums für Radiotelegraphie führte nun kürzlich die National Electric Signaling Company Telephon Shunt-Messungen aus für die Zeichen, die von Marconis transatlantischer Station bei Clifden an ihrer Brant Rock-Station empfangen wurden. Die durchschnittliche Empfangsenergie bei Tage betrug $5 \cdot 10^{-8}$ Watt oder in Stromausdrücken über 25 Ohm gemäß Tabelle XVI in zitierter Abhandlung $45 \cdot 10^{-6}$ Ampere. Von der Marconi Company waren irgendwelche Angaben über den Wert des Antennenstromes in Clifden nicht erhältlich, doch konnten aus erhaltenen Informationen gewisse Schlüsse gezogen werden. Die Entfernung Clifden Brant Rock beträgt 2640 Seemeilen. Die Höhe der Antenne in Clifden ist annähernd 200 Fuß, die effektive Empfangshöhe der Schirmantenne in Brant Rock

ungefähr 350 Fuß. Die Wellenlänge in Clifden ist etwas größer als 6000 m, und es stehen total 1100 PS. zur Verfügung[1]).

In schon erwähnten Tabellen XVI u. XVII war $h_1 = 200$ Fuß, $h_2 = 350$ Fuß, $d =$ rund 2500 Meilen und $J_r = 45 \cdot 10^{-6}$ Ampere. Aus den Tabellen können wir berechnen, daß der Sendeantennemeßstrom $J_s = 810$ Ampere beträgt, also einen enormen Wert hat. Wenn der totale Antennenwiderstand nur 1 Ohm beträgt, so entspricht dies 660 KW., was mehr ist als die ganzen 1100 PS. auf die Antenne übertragen könnten; dieser Widerstand ist aber unwahrscheinlich klein.

Wir müssen hieraus schließen, daß, wenn nicht die Formel falsch ist, die geknickten Antennen in Clifden selbst auf diese Entfernung eine ausgesprochen gerichtete Wirkung zeigen.

3. **Eine Tabelle für Strahlungswiderstände für verschiedene Wellenlängen und Antennenhöhen.** Die Strahlungstheorie von Hertz zeigt, daß die ausgestrahlte Energie eines Oszillators dargestellt werden kann durch:

$$E = \text{konst.}\ h^2/\lambda^2 J^2 \qquad (1)$$

wo bedeuten: h die Länge des Oszillators, λ die Wellenlänge und J den Strom in seiner Mitte.

Tabelle von Antennen-Strahlungswiderständen
(h = Höhe bis zum Kapazitätszentrum des leitenden Systems).

h = / Wellenlänge λ m	40 Fuß Ohm	60 Fuß Ohm	80 Fuß Ohm	100 Fuß Ohm	120 Fuß Ohm	160 Fuß Ohm
200	6,0	13,4	24,0	37,0	54,0	95,0
300	2,7	6,0	10,6	16,5	23,8	42,4
400	1,5	3,4	6,0	9,3	13,4	23,8
600	0,66	1,5	2,7	4,1	6,0	10,6
800	0,37	0,84	1,5	2,3	3,4	6,0
1000	0,24	0,54	0,95	1,5	2,1	3,8
1200	0,17	0,37	0,66	1,03	1,5	2,6
1500	0,106	0,24	0,42	0,66	0,95	1,7
2000		0,134	0,24	0,37	0,54	0,95
2500			0,15	0,24	0,34	0,61
3000			0,106	0,17	0,24	0,42
4000			0,060	0,093	0,134	0,24

1) Vgl. Fleming, Principles of Wave Telegraphy.

Wellenlänge λ m \ h =	200 Fuß Ohm	250 Fuß Ohm	300 Fuß Ohm	450 Fuß Ohm	600 Fuß Ohm	1200 Fuß Ohm
600	16.4	25,8	37,4	84,0	149,0	
800	9,2	14,5	21,0	47.0	84,0	
1000	6,0	9,3	13,5	30,0	54,0	215,0
1200	4,1	6,5	9,3	21,0	37,0	149,0
1500	2,6	4,1	6,0	13.4	24.0	95,0
2000	1,5	2,3	3,4	7.5	13,4	54,0
2500	0,95	1,49	2.2	4,8	8,6	34,0
3000	0,66	1,03	1.5	3,4	6,0	24,0
4000	0,37	0.58	0,84	1,9	3,4	13,4
5000	0,24	0 37	0,53	1,20	2,2	8,6
6000	0,16	0,26	0,37	0,84	1.49	6,0
7000	0,121	0,19	0,27	0,61	1.09	4,4

Rüdenberg[1]) hat gezeigt, daß für eine flache Schiffsantenne die Konstante in vorstehender Formel rund 1600 beträgt oder

$$E = 1600\, h^2/\lambda^2 J^2 \qquad (2)$$

Der Ausdruck 1600 h^2/λ^2 entspricht sozusagen dem Strahlungswiderstand, da sein Wert multipliziert mit dem Quadrat der Strömung die ausgestrahlte Energie gibt.

Die Genauigkeit von Gleichung (1) wurde in dem schon erwähnten radiotelegraphischen Versuchen über große Entfernungen verifiziert. Es schien deshalb der Mühe wert eine Tabelle des Strahlungswiderstandes für verschiedene Höhen und Wellenlängen zu berechnen. E.

1) Ann Phys. 25, 446, 1908.

(Eingesandt 19. Januar 1912.)

Wir entnehmen zwei Berichten von L. W. Austin (Journ. of the Wash. An. of sc. Nr. 5 u. 10, 1911) folgendes:

1. Kondensator-Verluste bei Hochfrequenzen. Die folgenden Versuche wurden im radiotelegraphischen Laboratorium zu dem Zwecke ausgeführt, den äquivalenten Widerstand verschiedener Kondensatortypen in Hochfrequenzkreisen zu bestimmen[1]). Die benutzte Methode

1) Während des Fortgangs der Arbeit erschien eine Mitteilung von Prof. Fleming über den gleichen Gegenstand (Proc. Phys. Soc. London, 23, 117, 1911).

bestand darin, den Strom zu beobachten in einem Funkenkreis, der die zu untersuchenden Kondensatoren enthielt und dann einen Fessenden Druckluft-Kondensator zu substituieren von annähernd der gleichen Kapazität unter Hinzufügung eines Hochfrequenzwiderstandes, der hinreichte, den Strom auf den vorher bei den Versuchs-Kondensatoren beobachteten Wert zu reduzieren. Diese Widerstandsbeobachtung konnte mit einer Genauigkeit von etwa 0,05 Ohm gemacht werden. Spezielle Versuche zeigten, daß der Widerstand des Druckluft-Kondensators unter den gegebenen Bedingungen 0,25 Ohm betrug, was wahrscheinlich auf unvollkommene Isolation und Wirbelströme im Metallbehälter zurückzuführen ist.

Es standen zur Verfügung zwei Typen Leydener Flaschen mit Kupferbelag der Wireless Speciality Apparatus Company und je eine Type der Amerikanischen Telefunken-Gesellschaft und der United Wireless Company.

Die Resultate waren folgende:

Tabelle 1.

Kondensatoren in Luft.

Spannung (Volt) = 14500 (Max.). Strom = 7—8 Amp.

Wellenlänge = ca. 1000 m.

	Zahl der Flaschen	Kapazität	Hinzugefügter Widerstand
		m f.	Ohm
Wireless Speciality (1) . .	3	0,00603	0,80
„ „ (2) . .	3	0,00605	0,90
Telefunken	3	0,00612	1,30
United Wireless	2	0,00603	1,55
Moscicki[1])	1	0,00548	0,575
Papier		0,00275	2,05
Druckluft		0,00575	

Besondere Versuche zeigten, daß die geringe Differenz in der Kapazität zwischen den Druckluft- und anderen Kondensatoren keinen bemerkbaren Unterschied in den Resultaten bei gleichbleibender Selbstinduktion ausmachten. Der Papierkondensator wurde wegen seiner kleinen Kapazität parallel mit einem Glaskondensator von bekannten

1) Es ist nicht ganz korrekt die Moscicki-Kondensatoren mit den Flaschen in Luft zu vergleichen, da eine isolierende Flüssigkeit die Ränder der leitenden Belegungen bedeckt.

Verlusten gemessen und sein Widerstand aus diesen Beobachtungen ermittelt.

Vergleiche wurden auch gemacht nach derselben Methode zwischen dem Druckluft-Kondensator und den verschiedenen Sätzen Leydener Flaschen, indem letztere ceteris paribus in schweres Transformator-Öl getaucht wurden. Hier wurde kein Unterschied über 0,05 Ohm beobachtet, was darauf hinweist, daß die Verluste im Glas der Flaschen klein sind im Vergleich mit den Sprühverlusten.

Weiter wurden dann Versuche angestellt mit den drei Wireless Speciality Flaschen, eingetaucht in Öl bei Spannungen von 4700 bis 18500 Volt (Maximum). Der gleiche Schwingungskreis enthielt diesmal keine Funkenstrecke; er wurde erregt durch einen angekoppelten Löschfunkenkreis. Das Dekrement wurde in der üblichen Weise mit einem Wellenmesser ermittelt. Tabelle 2 zeigt, daß keine bestimmte Zunahme mit wachsender Spannung bemerkbar war.

Tabelle 2.

Volt (Max.)	4700	7100	11400	14500	18500
Dekrement	0,0475	0,0440	0,0445	0,0445	0,0445

Es wurden dann Vergleiche angestellt zwischen drei Flaschen in Öl und drei in Luft unter Verwendung der Methode mit dem zusätzlichen Widerstand und einem Kreis, der durch einen Löschfunkenkreis erregt wurde. Die Resultate erwiesen sich schwankend gemäß der Reinheit und Natur des Glases der Flaschen in Luft; der Unterschied im Widerstand bei Luft und Öl war fast zu vernachlässigen bei 4000 Volt und belief sich bei den Wireless Speciality Flaschen auf ungefähr 1,4 Ohm bei 20000 Volt. Die Zunahme war annähernd proportional dem Quadrat der Spannung in Übereinstimmung mit den Resultaten von Fleming.

Hieraus ergibt sich eine Schlußfolgerung, welche der gewöhnlichen entgegensteht, nämlich, daß die Sprühverluste nicht reduziert werden, indem die Flaschen in Serie geschaltet werden bei gleichbleibender Kapazität und Spannung, denn wenn eine Flasche ersetzt wird durch vier Flaschen in parallelen Serien, so wird die Spannung an jeder Flasche auf einhalb und der Verlust der Flasche auf einviertel reduziert. Die sprühende Oberfläche wird das vierfache, so daß der totale Verlust der gleiche bleibt. Diese Schlußfolgerung wurde experimentell bestätigt gefunden bis zu 18000 Volt.

Eine andere experimentelle Tatsache, die nicht so leicht erklärt

ist, besteht darin, daß die Verluste bei Flaschen, deren Ränder nur in Öl getaucht sind, beträchtlich größer sind, als wenn die ganze leitende Oberfläche bedeckt ist. Dieses Resultat steht im Gegensatz zu der Vorstellung, daß die Luftverluste nur an den Rändern der leitenden Belegungen zu suchen seien. Auch diese Tatsache wurde sehr häufig verifiziert.

---

2. Eine Schiffsantenne als Hertzscher Oszillator. In der Arbeit[1]) über Radiotelegraphie auf große Entfernungen wurde gezeigt, daß die Gleichung, welche den Wert des Stromes in der Empfangsantenne in Ausdrücken des Sender-Antennenstromes, Antennenhöhen, Wellenlänge und Entfernung liefert, identisch war in der Form mit der Hertzschen Gleichung für die Amplitude der elektrischen Wellen in einiger Entfernung vom Oszillator, vorausgesetzt, daß diese Entfernung nicht so groß war, um atmosphärische Absorption zu involvieren.

Verfasser hat eine Berechnung des Stromes angestellt, der in einer Empfangsantenne zu erwarten war, unter Benutzung der Form der Zenneckschen[2]) Strahlungsformel:

$$E = 2\pi \frac{l}{\lambda} \frac{J}{d} 3 \cdot 10^{10} \text{ c.g.s.}$$

Hier bedeuten l die Länge des Oszillators, λ die Wellenlänge, J den Strom und d die Entfernung in der Äquitorialebene vom Oszillator. Die Schwierigkeit der Anwendung der Gleichung auf den Fall der Kreuzer Birmingham und Salem liegt in der Bestimmung der Dimensionen des elektrischen Oszillators, die dem Antennensystem der Schiffe äquivalent sein würde. In der Annahme, daß die Antenne den halben Oszillator darstellt, dessen untere Hälfte als unterhalb der Meeroberfläche gedacht werden kann, würde l gleich $2h$ sein, wo h die Höhe des Kapazitätszentrums der Antenne bedeutet. Da aber die untere Hälfte der Antenne nichts zu der Strahlung beiträgt, so wird der Hertzsche Oszillator, der die gleiche Energie wie die Antenne ausstrahlt, sein[3]) $\sqrt{2}\,h$. In unserem Falle jedoch wird hierdurch nicht vollständig der Wert von l bestimmt sein, da der Telegraphierraum einige 30 Fuß über Wasser und eingeschlossen ist in dem gepanzerten

1) Bull. But. Stand. 7, 315, 1911 (Jahrb. 5, 75, 1911.).
2) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie S. 43.
3) R. Rudenberg, Ann. Phys. 25, 446, 1908.

Schiffskörper, der annähernd das Potential Null hat. Ferner ist auch die genaue Höhe des Kapazitätszentrums des Antennensystems eine etwas unbestimmte Sache. Da die elektrischen Kraftlinien zu einem großen Teil sich auf das Wasser erstrecken und nicht bis zum Schiffskörper, so ist wahrscheinlich, daß der Punkt, wo die Antenne letzteren am Telegraphierraum verläßt, etwas zu hoch ist, um als Zentrum des Oszillators angenommen zu werden. Anderseits ist das Kapazitätszentrum der Antenne sicher niedriger als die Höhe der flachen Schiffsantenne. Als wahrscheinlichen Näherungswert hat Verfasser die Höhe vom Telegraphierraum bis zur Antennenspitze mit 29,2 m als Wert für h angenommen. Dann ist $l = 41{,}3$ m, $\lambda = 1000$ m, der Durchschnittssendestrom der beiden Schiffe $J = 30$ Amp. Dann haben wir in c. g. s. Einheiten:

$$E = 6{,}28 \cdot \frac{4{,}13 \cdot 10^3}{1 \cdot 10^5} \frac{3}{1 \cdot 10^5} \cdot 3 \cdot 10^{10} = 2{,}34 \cdot 10^5 \text{ c. g. s.} =$$

$$= 2{,}34 \cdot 10^{-3} \text{ Volt pr. cm.}$$

Die Empfangs-elektromotorische Kraft an der Antenne wird sein: $E \cdot h = 2{,}34 \cdot 10^{-3} \cdot 2{,}92 \cdot 10^3 = 6{,}83$ Volt. Der Widerstand der Empfangsantenne war ungefähr 25 Ohm, daher:

$$\text{berechneter Empfangsstrom} = \frac{6{,}83}{25} = 0{,}27 \text{ Amp.}$$

Der entsprechende beobachtete Wert, d. h. der Durchschnitt aus den zwei Werten von K in Tabellen X u. XI der zitierten Arbeit des Verfassers gibt:

beobachteten Empfangsstrom = 0,21 Amp.

Berücksichtigt man die Schwierigkeit der Bestimmung der Werte von h und die Tatsache, daß ein gewisser Anteil der ausgestrahlten Energie durch die Takelage der Schiffe absorbiert werden muß, so erscheint die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung so gut wie man sie nur erwarten kann. **E.**

(Eingesandt 19. Januar 1912.)

Wir lesen in der Frankfurter Zeitung:

Die Radiotelegraphenstation auf Spitzbergen. Man schreibt uns aus Kristiania: Der Direktor des norwegischen Telegraphenwesens, der den Beginn der Arbeiten für die Radiotelegraphen-

station in Green-Harbour auf Spitzbergen selbst leitete, ist jetzt zurückgekehrt und teilt mit, daß der Probebetrieb schon Ende September aufgenommen wird. Die kontinentale Station wird auf der Insel Rinö, westlich von Hammerfest, errichtet werden, doch reicht der Radius der Spitzbergen-Station im Norden über den Nordpol, im Süden unbedingt bis nach Bergen, bei günstigen Luftverhältnissen aber bis an die norddeutsche Küste. Da — wie bereits kurz gemeldet — die deutsche wissenschaftliche Expedition in der Adventbay eine Telefunkenstation errichten und meteorologische Meldungen täglich an Prof. Hergesell nach Straßburg senden wird, unterläßt die norwegische Station diese Meldungen, dagegen wird sie täglich die wichtigsten Begebenheiten auf dem Kontinente mitgeteilt erhalten.

Auf eine Anfrage bei Herrn Prof. Hergesell, erhalten wir hierüber folgenden Bescheid: „In der Adventbay befindet sich allerdings eine wissenschaftliche deutsche Station für geophysikalische Zwecke unter meiner Oberleitung. Dieselbe hat auch den Auftrag durch die norwegische Radiostation in Green-Harbour, ungefähr 30 km entfernt, Verbindung mit Europa zu suchen. In welcher Weise dieses geschieht, ob wie geplant telephonisch, oder in anderer Weise entzieht sich zurzeit meiner Kenntnis, da der Leiter der Station Dr. Rempp hierüber noch nicht berichtet hat. Die Zeitungsnachrichten halte ich nicht für korrekt.“

Ferner schreibt uns der Chefingenieur der Norwegischen Telegraphenverwaltung: „Im Besitz Ihres gesch. Schreibens vom 22. August erlaube ich mir mitzuteilen, daß es mir wegen ungewöhnlich großer Geschäftigkeit im Bureau augenblicklich nicht möglich ist den von Ihnen ersuchten Bericht über die Einrichtungen und Arbeiten der neuen Radiotelegraphen-Stationen in Green-Harbour und auf der Insel Inge abzugeben. Die Bauarbeiten in Green-Harbour wurden schon vor etwa zwei Monaten in Gang gebracht, und wir hoffen Ende Oktober die Station in betriebsfähigem Stande zu haben. Norwegischerseits ist gleichzeitig gearbeitet worden, und hoffentlich wird diese Station zu derselben Zeit betriebsbereit sein.“ E.

Wir lesen im Berliner Tageblatt:

Telefunken in der Poleinsamkeit. Nach einem soeben von dem Leiter der deutschen Südpolarexpedition, Oberleutnant Dr. Filchner aus Buenos Aires eingegangenen Telegramm hat die argentinische Regierung den Bau einer großen Telefunkenstation auf der Neujahrs-

insel an der Südspitze Feuerlands zugesagt, um den Verkehr des Polarschiffes „Deutschland“ während seines Aufenthalts in der Weddellsee mit dem Kontinent sicherzustellen. Die Station soll bis zum Dezember in Betrieb gesetzt sein. Die argentinische Regierung hat auch sonst in entgegenkommendster Weise der Expedition jede Unterstützung zugesagt. Durch diese Telefunkenstation wird es aller Wahrscheinlichkeit nach möglich sein, die Verbindung zwischen der „Deutschland“ und der Heimat noch lange Zeit aufrechtzuerhalten, so daß die Nachrichten über den Fortgang der Expedition auch nach Erreichung der Eisgrenze zu erwarten sind. E.

Wir lesen in der Frankfurter Zeitung:

Funkentelegraphische Nachrichten für Seefahrer auf dem Atlantischen Ozean. Dieser Nachrichtendienst kann jetzt im großen und ganzen als völlig eingerichtet gelten. Was Deutschland anbelangt, so verbreitet seit Januar d. J. die Funkentelegraphenstation in Norddeich besonders eilige und wichtige Nachrichten von den deutschen Küsten für Seefahrer, wie z. B. das Vertreiben von Außenfeuerschiffen, funkentelegraphisch mit der 2000 m-Welle. Die Nachrichten werden vom Nautischen Departement des Reichsmarineamts aufgegeben. Die erste funkentelegraphische Beförderung erfolgt sobald wie möglich nach Eingang des Telegramms in Norddeich. Die weiteren Beförderungen geschehen, solange es nötig ist, im Anschluß an jeden Zeitsignaldienst der Station Norddeich gleich nach 1 Uhr mittags und nachts. In Frankreich werden auf Anordnung des Kriegsministers seit dem 15. Juli täglich durch Funkspruch vom Eiffelturm Wettertelegramme für die im östlichen Teil des Atlantischen Ozeans befindlichen Schiffe abgegeben, und zwar um 11 Uhr vormittags. In England hat das britische Oberpostamt die Einrichtung getroffen, daß Funkenspruchmeldungen von Schiffen über gefährliche Wracks auf dem Atlantischen Ozean von der nächsten Funkspruchstelle des Vereinigten Königreichs an die britische Admiralität, an Lloyds und an das Meteorologische Amt weitergegeben und daß gleichzeitig Schiffe auf See mindestens vier Tage lang durch Funkspruch gewarnt werden. In den Vereinigten Staaten müssen seit dem 1. Juli alle Schiffe, die beim Verlassen eines Hafens der Vereinigten Staaten von Nordamerika Passagiere und insgesamt 50 oder mehr Personen an Bord haben, mit einer Funkenspruch-einrichtung versehen sein. Schiffe auf See erhalten von den Marine-

Funkspruchstellen der Vereinigten Staaten auf Anrufen Mitteilungen über Sturmwarnungen und sonstige wichtige Nachrichten für Seefahrer zu jeder Zeit; auch sind diese Funkspruchstellen gehalten, sich bei Schiffen, mit denen sie Verbindung bekommen, nach wichtigen Mitteilungen, namentlich solchen über Wracks, Eis oder andere Schiffahrtshindernisse zu erkundigen und sie durch Funkspruch weiterzugeben. Sturmwarnungen und wichtige Nachrichten für Seefahrer werden viermal täglich gefunkt: 8 Uhr morgens, mittags, 4 und 8 Uhr nachmittags ortsüblicher Zeit. E.

(Eingesandt 10. September 1911.)

Drahtlose Telegraphie in den deutschen Schutzgebieten.

Wir lesen in der Elektrot. Ztschr. Heft 42 1911 (vgl. Militär-Wochenblatt Nr. 101 vom 15. August 1911) folgende Mitteilung:

Die ersten Versuche, die drahtlose Telegraphie in den deutschen Schutzgebieten zu militärischen Zwecken zu verwenden, reichen bis zum Jahre 1904 zurück, wo sie im Herero-Feldzug in Südwestafrika in Gestalt von fahrbaren Militärstationen in Tätigkeit trat. Die dort gemachten Erfahrungen lehrten, daß sich die Funkentelegraphie besonders für die Ausgabe von Befehlen und allgemeinen Anweisungen eignet, die eine Reihe von Empfangsstellen gleichzeitig erhalten sollen. Dabei konnten die Apparate in unmittelbarer Nähe des Kommandierenden und auch des Abteilungsführers ihren Standort nehmen, diesen auch ohne weiteres verändern. Am vorteilhaftesten erwies es sich, den Funkenwagen nicht auf erhöhten Geländepunkten, sondern auf einem Abhang aufzustellen, weil sich die ausgesandten elektrischen Wellen von da aus besser fortpflanzten.

Die zuerst benutzten Apparate, die mit verhältnismäßig langsamen, in offenen Funkenstrecken erzeugten Entladungen arbeiteten, hatten den Nachteil, daß die in den Tropen besonders häufigen und starken luftelektrischen Störungen den funkentelegraphischen Zeichen gleichen und daher den Verkehr erschwerten, ja zeitweise unmöglich machten. Durch Einführung des Systems der „tönenden Löschfunken“, die von den atmosphärischen Geräuschen stets unterschieden werden können, ist jenem Übelstande abgeholfen worden.

Im Frühjahr 1910 erhielt die Gesellschaft „Telefunken“ den Auf-

trag, zwei Stationen zur Verbindung von Muansa und Bukoba in Deutsch-Ostafrika herzurichten. Bukoba ist ein Knotenpunkt von Karawanenstraßen und hat in wirtschaftlicher Beziehung großen Wert wegen seines gewinnreichen Bauholzhandels. Der Bezirk Muansa gilt als reich bevölkert und gut angebaut, und steht in regem Frachtverkehr mit der zum östlichen Ufer des Victoriasees führenden englischen Ugandabahn. Beide Stationen wurden vor einigen Monaten dem öffentlicheu Verkehr übergeben und versehen seit dieser Zeit den Nachrichtendienst. Sie bilden eine Art Versuchslinie zur Sammlung praktischer Erfahrungen über den Funkentelegraphenbetrieb im äquatorialen Klima, wozu sie infolge ihrer Lage im Binnenlande und am See besonders geeignet sind.

Weitere Stationen sind je nach Bedarf für die nächsten Jahre in Tabora, Udjidji, Tanga und Daressalam geplant. Tabora erhält eine größere Station wegen seiner günstigen Lage zu den beiden nördlichsten zentralafrikanischen Seen und als Handelszentrum des ostafrikanischen Innern, zugleich liefert seine Nachbarschaft das beste Arbeiter- und Trägermaterial.

Für Kamerun und Togo ist im diesjährigen Etat eine größere Summe für funkentelegraphische Zwecke vorgesehen. Von dem Ergebnis der Versuche wird es abhängen, ob später eine Großstation zum direkten Verkehr mit Deutschland errichtet werden wird. Zunächst werden die beiden Hauptstädte Duala in Kamerun und Lome in Togo funkentelegraphisch miteinander verbunden.

In Deutsch-Südwestafrika soll eine Verbindung Swakopmund-Lüderitzbucht geschaffen werden. Den beiden Stationen fällt, ebenso wie den in Kamerun und Togo einzurichtenden, auch die Aufgabe zu, den Verkehr mit den die Küsten der Kolonien passierenden und anlaufenden Dampfern während der Fahrt aufrecht zu erhalten. Die Schiffe der Woermann- und der Deutschen Ostafrika-Linie sind bereits mit Anlagen für drahtlose Telegraphie ausgerüstet.

Auf Veranlassung des Reichs-Kolonialamtes haben in neuester Zeit auch bezüglich des deutschen Südseegebietes Verhandlungen zwischen den betreffenden Behörden und Privatgesellschaften stattgefunden, um die Grundsätze festzulegen, die bei der Anlage funkentelegraphischer Verbindungen maßgebend sind. Die Verhältnisse liegen dort insofern schwieriger als in Afrika, als es sich um ein ausgedehntes Inselgebiet handelt, dessen einzelne Teile (Kaiser Wilhelms-Land und Neuguinea ausgenommen) über eine elliptische Fläche zerstreut sind, deren größte Achse eine Länge von etwa 5000 km hat. Außerdem liegt die für

den Anschluß an das Weltkabelnetz wichtige West-Karolineninsel Jap an der nördlichen Peripherie des Inselgebietes. Hier würde es sich darum handeln, die Sitze der Bezirksämter Jap und Ponape (Ost-Karolinen) mit dem Sitz des Gouvernements der Südsee, d. h. Simpsonhafen (Rabaut) im Bismarckarchipel zu verbinden und letzteren Ort an das allgemeine Kabelnetz anzuschließen. Dazu wären Entfernungen von 2000 bis 3000 km zu überbrücken, u. zw. in einem unmittelbar unter dem Äquator liegenden Gebiet, in dem außerdem mit einer etwa 50 % geringeren Leistung der Stationen infolge der atmosphärischen Störungen gerechnet werden muß. Von Simpsonhafen nach Samoa beträgt die Entfernung etwa 4500 km, und ebenso viel die von Jap nach Kiautschou. Von diesem letztgenannten maritimen Stützpunkt könnten im Bedarfsfall sofort Kriegsschiffe nach jedem Punkt des Schutzgebietes herbeigerufen werden. E.

(Eingesandt 25. Oktober 1911.)

Wir entnehmen dem „Berliner Tageblatt" folgende Berichte:

Drahtlose Zeitübertragung in Deutschland [1].
(Die Zentrale in Fulda.)

Das Reichspostamt ist augenblicklich, wie wir von unterrichteter Seite erfahren, mit der Errichtung einer Zentrale für drahtlose Zeitübertragung in Fulda beschäftigt. Die Zentrale soll mit ihrem Aktionsradius ganz Deutschland beherrschen und soll durch ihre elektrischen Wellen sämtliche öffentlichen Uhren Deutschlands übereinstimmend betreiben. Zu diesem Zweck wird in Fulda ein Sendeturm von 100 m Höhe errichtet werden. Jede Minute sendet eine der drei in der Zeitzentrale befindlichen Normaluhren einen Hochspannungsstromstoß zur Sendeantenne, von der aus die elektrischen Wellen ausstrahlen. Die in ganz Deutschland aufgestellten Empfangsuhren werden jede Minute durch diese elektrischen Wellen weitergestellt. Das gesamte Uhrensystem ist unempfänglich für fremde Wellen, so daß Störungen selbst durch atmosphärische Wellen ausgeschlossen sind.

---

1) Herr Ingenieur Ferd. Schneider in Fulda schreibt uns auf unsere Anfrage, daß im Interesse der Auslandspatente eine nähere Beschreibung der drahtlosen Einheitszeit-Einrichtungen erst später erfolgen könne.

Die Redaktion.

Die anhaltend gegebenen Wellen ermöglichen eine genaue Zeitübertragung auf die tausendstel Sekunde. Da der Stromverbrauch sehr gering ist und die Kosten der Unterhaltung nicht erheblich sind, so wird der Mietspreis der Empfangsuhren sehr niedrig sein. Die Kosten werden sich mit dem Anwachsen der Abnahme noch verringern, da es ganz gleichgültig ist, ob Tausende von Empfangsuhren oder Hunderttausende die Zeit erhalten. Der Ausschuß in Fulda hat bereits Verhandlungen mit Abonnenten angeknüpft. **E.**

Telefunken als Retter aus Seenot. In einer englischen, in China erscheinenden Zeitung, die soeben hier eingetroffen ist, lesen wir einen interessanten Bericht über die Rettung eines englischen Schiffes durch das deutsche System der drahtlosen Telegraphie „Telefunken". Zur Zeit der revolutionären Vorgänge in Hankau, als sämtliche Telegraphenleitungen dieses Ortes zerstört waren, kam der Dampfer „Brodmore" vor der Hafeneinfahrt von Hankau in schwere Not, da der Lotse die Einfahrt, die er offenbar nicht genügend kannte, verfehlt hatte. An Bord des Schiffes befand sich eine große Ladung gefrorenen Fleisches, die durch die Verzögerung der Entladung dem Verderben ausgesetzt war. In seiner Not wandte sich der Kapitän der „Brodmore" Yardine an den britischen Konsul in Hankau mit der Bitte, durch das im Hafen liegende englische Kanonenboot ein drahtloses Telegramm nach Schanghai abzuschicken, um von dort einen neuen Lotsen zu erbitten. Aber da stellte sich heraus, daß die englischen Apparate für Funkentelegraphie an Bord des Kanonenbootes, auf die alle Engländer sehr stolz gewesen, nicht imstande waren, Schanghai zu erreichen, obgleich die Entfernung doch gar nicht so groß ist. Der Konsul erklärte dem Kapitän zu dessen großem Erstaunen, die Apparate des Kanonenbootes seien „zu sehr überlastet", um ihm helfen zu können. Im Hafen von Hankau lag auch ein deutsches Kriegsschiff, und dieses erbot sich sofort, der „Brodmore" beizuspringen. Seine mit deutschen Telefunkenapparaten ausgerüstete Station erreichte Schanghai mühelos, und dort wurde das Telegramm von der Bordstation der „Nürnberg" aufgenommen und an die Lotsenzentrale weiterbefördert. Rasch fuhr ein anderer, kundigerer Lotse nach Hankau, und die „Brodmore" nebst ihrer kostspieligen Ladung war gerettet.

E.

(Eingesandt am 19. Januar 1912.)

Ein Vorschlag betreffend die radiotelegraphischen Notsignale. Die meisten Schiffe mit radiotelegraphischen Einrichtungen haben nur einen offiziellen Operateur an Bord. Die Folge ist, daß die Apparate nur für einen Teil der Zeit zum Empfang der radiotelegraphischen Notsignale bereit sind. Es erscheint deshalb wünschenswert, daß das Notsignalzeichen so einfach gewählt sei, um ohne weiteres auch von Personen erkannt zu werden, die nicht mit dem Telegraphieren vertraut sind. Der Kapitän könnte dann für den Fall, daß der Operateur dienstfrei ist, irgend jemand bestimmen, die Zeichen abzuhören. Sobald das Notsignal dann gehört wird, würde der Operateur gerufen werden, um den weiteren radiotelegraphischen Verkehr auszuführen. Der Buchstabe „*S*", welcher im Morsealphabet und kontinentalen Codes der gleiche[1]) ist, bestehend aus drei Punkten, würde in gewissen Kombinationen ein gutes Notsignal abgeben. Beispielsweise könnte „*S S S*" das gegenwärtig übliche Notzeichen „*S O S*" ersetzen, wenn die bevorstehende internationale Konferenz für Radiotelegraphie in London veranlaßt werden könnte, diese Änderung einzuführen. Dieses Notsignal, wenn es häufig wiederholt wird, würde selbst von dem Unerfahrensten erkannt werden.

Meistens ist wohl heute der Operateur zwischen Mitternacht und Morgen dienstfrei, eine Zeit, in der gerade eine große Zahl Unglücksfälle auftreten. Jede Änderung, die es herbeiführt, daß jedes Schiff permanent bereit ist, Notsignale aufzunehmen, wird die Nützlichkeit dieses Sicherheitsdienstes wesentlich erhöhen.

U. S. Naval Radio-Telegraphie Laboratory, Washington DC. 25. November 1911. — L. W. Austin.

(Nach dem Englischen. E.)

1) Was nicht der Fall ist mit *S O S*.

Funkentelegraphenkonferenz. Die englische Regierung hat die anderen beteiligten Regierungen benachrichtigt, daß die nächste Konferenz zur internationalen Regelung der Funkentelegraphie am 4. Juni 1912 in Londen zusammentreten wird. E.

(Eingesandt am 1. Dezember 1911.)

Detektoren.

Der Schloemilchsche Dreispitzendetektor

(dreiteiliger elektrolytischer Detektor).

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, System Telefunken, verwendet neuerdings die Schloemilchsche Zelle zu einer Ausführung, bei welcher die Hauptmängel, die bei der bisherigen Form vorhanden waren, beseitigt sind. Da hierbei das eigentliche Prinzip der elekrolytischen Zelle und die Schaltung unverändert bleiben, so seien im folgenden nur die Änderungen in der Behandlung und Bedienung kurz angeführt, welche durch diese neue Form bedingt sind.

Der elektrolytische Detektor in seiner alten Ausführung hatte zwei Nachteile: Einmal wurde der Apparat durch Abnutzung der Platinelektroden bei längerem Gebrauch leicht unbrauchbar. Es blieb dann nichts anderes übrig, als den ganzen Detektor auseinanderzunehmen und aufzuarbeiten; zu diesem Zwecke mußte er in den meisten Fällen nach der Fabrik zurückgeschickt werden.

Zweitens kam es bei der alten Ausführung infolge Undichtigkeit des Detektors häufig vor, daß die Säure auslief, wenn der Detektor auf den Kopf gestellt wurde, was beim Transport nicht immer zu vermeiden war.

Bei dem neuen elektrolytischen Detektor sind diese beiden Unannehmlichkeiten beseitigt. Er enthält in einem Körper vereinigt drei Schloemilchzellen, die sternförmig zueinander angeordnet sind. Diese

Anordnung ist so getroffen, daß die Säure, die nur den dritten Teil des gesamten Innenraumes des Glaskörpers ausfüllt, immer nur in die eine der drei Spitzen fließen kann. Zu diesem Zwecke sind die drei Spitzen — wie aus der Photographie ersichtlich ist — in Winkeln von 120° zueinander angeordnet. Steht eine der Zellen senkrecht nach unten, so muß infolge der schrägen Stellung der beiden anderen die gesamte Flüssigkeit in die tiefste Spitze laufen. Man hat jetzt also den großen Vorteil erreicht, stets durch eine einfache Drehung eine Ersatzzelle einschalten zu können, sobald eine Zelle entweder ganz versagt, oder unempfindlich wird. Um die einzelnen Spitzen voneinander unterscheiden zu können, sind dieselben mit römischen Zahlen bezeichnet. Die Umschaltung von einer Spitze auf die andere vollzieht sich ohne jede Unterbrechung während der Aufnahme eines Telegrammes.

Der zweite Mangel ist dadurch beseitigt, daß die drei Spitzen vollkommen luftdicht in die Glasröhre eingeschmolzen sind, so daß ein Ausfließen von Säure ausgeschlossen ist. Als Durchführungsdraht wurde zu diesem Zwecke Platin verwandt, da dieses sich bei Temperaturänderungen in derselben Weise wie das Glas ausdehnt, und deswegen ein Platzen des Glases an der Durchführungsstelle nicht zu befürchten ist.

Der Glaskörper trägt seitlich zwei Metallkappen, die einmal als elektrische Zuleitungen zu den Elektroden dienen und gleichzeitig als drehbare Lager ausgebildet sind. Mittels dieser Kappen wird der Detektor in einen gabelförmigen, federnden Träger eingesenkt, der seinerseits auf einem Hartgummikörper ruht. Letzterer hat die äußere Form und die gleichen Abmessungen wie der Detektor der alten Ausführung, und paßt daher ohne weiteres in jeden Empfänger.

Die Bedienung des neuen Detektors ist ebenso einfach, wie die des alten. Es sei nur darauf hingewiesen, daß sowohl beim Einsetzen des Glaskörpers in die Metallgabel, als auch beim Einfügen des Detektors in den Empfangsapparat auf richtige Polarität zu achten ist. Es muß die in die Glasspitze eingeschmolzene Elektrode (Anode) mit dem positiven, die frei in den Elektrolyt hineinragende Elektrode (Kathode) mit dem negativen Pol der Batterie verbunden werden. Ein Verwechseln der Pole ist nicht gut möglich, weil Vorkehrung dafür getroffen ist, daß der Glaskörper sich nur dann einsetzen läßt, wenn die Pole richtig angeordnet sind. Die eine der beiden Lagerkappen enthält zu diesem Zwecke eine Spitze, die andere ist angekörnt, und die

Gabel enthält dementsprechend die umgekehrte Vorrichtung, so daß also ein Vertauschen ausgeschlossen ist.

Bezüglich der Einschaltung des Detektors in den Stromkreis der Lokalbatterie, der Größe der erforderlichen Klemmenspannung und der Regulierung der letzteren auf günstigste Empfindlichkeit gelten dieselben Vorschriften, wie für die bisherigen Ausführungsformen der Schloemilchzelle. E.

(Eingesandt 1. Januar 1912.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Das D. R. P. Nr. 242648 der Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Richard Hirsch in Schöneberg betrifft eine Anordnung zur Bestimmung der Wellenlänge und Beobachtung der Schwingungsvorgänge in einem elektrischen Schwingungssystem. Eine Beschreibung dieser Anordnung findet sich bereits im Jahrb. 4, 250 ff., so daß es sich erübrigt, hier näher auf die Anordnung einzugehen; es sei nur erwähnt, daß bei dieser Anordnung eine Leuchtröhre Verwendung findet, welche synchron mit einer der sich periodisch und kontinuierlich über ihren gesamten Bereich ändernden Größen (Kapazität oder Selbstinduktion) rotiert, und zwar über einer in Wellenlängen geeichten Skala.

Einen Dämpfungsmesser betrifft auch das D. R. P. Nr. 231974 von Dr. Paul Ludewig in Frankfurt a. M.; derselbe gestattet die unmittelbare Ablesung der gesuchten Dämpfungswerte. Bei ihm ist ein großer und ein kleiner Kondensator parallel geschaltet und der über der Bogenskala des kleinen Drehkondensators spielende Zeigerarm ist mit den beweglichen Platten des kleinen Drehkondensators verbunden und trägt selbst eine radial verlaufende, der Skala des großen Drehkondensators entsprechende Skala mit über ihr gleitendem Schieber, der auf einer den genannten Kondensatordeckel bedeckenden, aus Kurvenscharen bestehenden Flächenskala die Dämpfungswerte abzulesen gestattet.

Das D. R. P. Nr. 241578 der C. Lorenz A.-G. in Berlin betrifft eine Schalteinrichtung für Stationen der drahtlosen Telegraphie, bei welcher die Bewegung oder Auslösung der Schaltorgane auf pneuma-

tischem Wege erfolgt. Eine derartige pneumatische Betriebsweise bietet gegenüber der elektrischen den großen Vorteil, daß die Verwendung längerer Metalleitungen gänzlich fortfällt und die Verwendung sonstiger Metallmassen auf das geringste Maß beschränkt werden kann, da die Druckluftleitungen aus Isolationsmaterial bestehen können. Die Anordnung kann so getroffen werden, daß beim Druck auf die Sendetaste die auf Empfang gestellten Apparate durch pneumatisch bewegte Organe selbsttätig auf die Sendestellung umgeschaltet werden; auch können beim Überschreiten einer bestimmten Telegraphierpause die auf Sendestellung stehenden Apparate durch pneumatisch bewegte Organe selbsttätig wieder auf die Empfangsstellung umgeschaltet werden.

Fig. 1.

Hans Boas in Berlin hat ein D. R. P. Nr. 242 649 auf einen Wellenmesser erhalten, welcher aus zwei kreisspiralförmig oder gewindeartig isoliert voneinander angeordneten Leitern *a* und *b* (Fig. 1) besteht; auf dem einen Leiter *b* gleitet ein Schleifkontakt *c*, während der andere (*a*) mit dem Drehpunkt des Schleifkontaktes mittel- oder unmittelbar

Fig. 2.

verbunden ist, so daß infolge der Veränderung der Selbstinduktion des Leitergebildes seine Eigenschwingungsdauer stetig und stufenlos verändert werden kann.

Derselbe Erfinder hat unter Nr. 241 577 ein Patent erhalten auf eine durch die Drehung einer Schraubenspindel verstellbare Mehrfach-

funkenstrecke für Stoßerregung. In Fig. 2 und 3 sind zwei verschiedene Ausführungsformen dieser Mehrfachfunkenstrecke dargestellt, und zwar zeigt Fig. 2 die Ausführung, wenn sämtliche Elektroden (*c*) in einer Linie liegen, während bei Fig. 3 die Elektroden in zwei Reihen angeordnet sind. Die wesentlichen Kennzeichen dieser Mehrfachfunkenstrecke bestehen darin, daß die einzelnen Glieder (*b*) der Funkenstrecke Elektroden (*c*) tragen, die nach einer Richtung zeigen und genau in Richtung ihrer Achse verschoben werden, während zwischen diesen andere feste Glieder *d* liegen, deren Elektroden *e* in derselben Achse liegen, aber nach der umgekehrten Seite zeigen, so daß durch das Drehen der Schraubenspindel *a* bewirkt wird, daß gleichzeitig alle Elektroden sich um genau den gleichen Betrag einander nähern oder voneinander entfernen.

Fig. 3.

Das Patent Nr. 241031 von Dr. J. Schießler in Baden b. Wien betrifft eine Einrichtung zur Erzeugung hochfrequenter, nahezu ungedämpfter elektrischer Schwingungen, die dadurch gekennzeichnet ist, daß bei einer mit Glühwiderständen irgendwelcher Art belasteten Dynamomaschine die Bürstenbrille so eingestellt wird, daß zwischen Kollektor und Bürsten aus irgendwelchem Material und von beliebiger Form kleine Funken übergehen, wobei mit diesem Speisestromkreis (Stoßkreis) ein aus einstellbarer Kapazität und regelbarer Selbstinduktion bestehender Schwingungskreis auf irgendeine Art gekoppelt ist. Die zwischen Kollektor und Bürsten übergehenden Funken können dabei durch ein magnetisches oder ein Gasgebläse beeinflußt werden. Diese Anordnung ist in Fig. 4 dargestellt, *1* bedeutet den stark unterteilten Kollektor einer Gleichstromdynamomaschine, *2* und *3* die stromabnehmenden Metall- und Kohlebürsten, *4* und *5* die Leitungsdrähte des Speisestromkreises, *6* nnd *7* die Glühwiderstände. Mit diesem Speisestromkreis (Stoßkreis) ist ein Schwingungskreis galvanisch gekoppelt, welcher die veränderliche Selbstinduktion *8* und den mit ihr in Reihe geschalteten einstellbaren Kondensator enthielt. *10* ist eine Drossel-

spule und *12* ein Ventilator, der entweder unmittelbar oder mit Hilfe des Trichters *11* den Kollektor oder auch die Bürsten abkühlt.

Demselben Erfinder gehört das D. R. P. Nr. 240800, welches eine Einrichtung zur Erzeugung, Verstärkung oder Aufnehmen möglichst ungedämpfter elektrischer Schwingungen betrifft. Als Generator elektrischer Wellen wird dabei ein auf gleiche Spannung (Stromstärke oder

Fig. 4.

Widerstand) selbsttätig regulierender, zwischen teilweise oder ganz magnetisierbaren Metallelektroden gebildeter Lichtbogen benutzt, dessen Länge und somit auch dessen Spannung durch ein schwingendes oder rotierendes Magnetsystem periodisch geändert wird.

Das D. R. P. Nr. 241114 von Dr. Georg Seibt in Schöneberg bei Berlin betrifft ein Verfahren zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen in einem System von Schwingungskreisen, in welchem Schwebungen auftreten, und durch die während eines Schwebungsminimums einsetzende Wirkung eines oder mehrerer löschender Organe die Energie in einer Schwingungsbahn lokalisiert wird, die keine Entladungsstrecke enthält. Die Kennzeichen bestehen darin, daß neben der Hauptentladungsstrecke (*F* in Fig. 5), die das Potential bestimmt, bei der die Entladung einsetzt, Einrichtungen *f* vorgesehen werden, deren Widerstand während der Entladung stark zunimmt, und die den Löscheffekt unterstützen oder bewirken. Parallel zu den Einrichtungen *f* kann eine Selbstinduktion oder ein Widerstand geschaltet werden, zum Zwecke, dem Ladestrom einen Nebenweg zu geben und Energie-

Fig. 5.

verluste zu verhindern. Parallel zu der Hauptentladungsstrecke F oder zu den Einrichtungen f oder zu beiden können auch kleine Kondensatoren geschaltet werden. Die Einrichtungen f werden aus Funkenstrecken von kurzer Länge gebildet.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin hat ein D. R. P. Nr. 242110 erhalten auf einen mit Wechselstrom gespeisten Sender für tönende Funken. Die Speisung erfolgt dabei über einen Resonanzinduktor bzw. Transformator und in einem passenden Stromkreis sind vor diesem zur Spannungsregulierung geeignete Regelungsmittel, wie Drosselspulen oder Widerstände, in Stufen derart vorgesehen, daß mittels zu den Stufen gehöriger Taster verschiedene sekundliche Funkenzahlen und somit verschiedene Töne bei unveränderter Periodenzahl des Speisewechselstromes erzeugt werden können. Die Regelungswiderstände, Drosselspulen u. dgl. nebst Tastern sind in den primären Stromkreis des Induktors eingeschaltet, und die einzelnen Stufen der Regelungsmittel können in sich regelbar sein zur Regulierung der Tonhöhe für jede Stufe.

Eine Anordnung zur Geheimhaltung der Nachrichtenübermittelung bei der drahtlosen Telegraphie betrifft das D. R. P. Nr. 240982 von Johann Sáček in Prag; hierbei wird auf der Sende- und auf der Empfangsstation die Abstimmung auf verschiedene Wellenlängen mittels synchronlaufender Uhren geregelt. Das Wesentliche der Anordnung besteht darin, daß die Uhrwerke vor Änderung einer jeden Wellenlänge mittels Bremsung der Pendel oder Unruhen unter Zuhilfenahme einer Stromquelle, einer von dem Uhrwerk geschlossenen Kontaktanordnung, eines Arretierungsmagneten für das Pendel bzw. die Unruhe und eines Magneten, der den Anker des Arretierungsmagneten auch nach Stromloswerden des letzteren festhält, angehalten werden und erst nach Niederdrücken einer Auslösetaste wieder in Betrieb gesetzt werden können. Im Augenblick der Korrektur des synchronen Schwingens der Pendel oder Unruhen können vom Sender keine Zeichen gegeben werden, und dies ist solange unmöglich, bis infolge Niederdrückens einer Auslösungstaste ein in den Stromkreis der Morsetaste eingeschalteter Kontakt wieder hergestellt ist; auch beim Empfänger können keine Zeichen empfangen werden, bis ein in den Stromkreis des Morseapparates eingeschalteter Kontakt durch Unterbrechung des die Bremsung des Uhrwerkes einleitenden Kontaktes wieder hergestellt ist.

Durch D. R. P. Nr. 241769 ist der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, G. m. b. H. in Berlin, ein Kontaktdetektor für elektrische Schwingungen geschützt worden, der im wesentlichen aus der Berührungs-

stelle zwischen einem für Detektoren geeigneten Mineral und einem leitenden Pulver besteht. Als besonders empfindlich hat sich Molybdänglanz in Verbindung mit Silberpulver gezeigt. Dieser Detektor bedarf wie die bereits bekannten Mineraldetektoren keiner hilfselektromotorischen Kraft. Er hat aber außerdem den Vorteil, daß auch die Anwendung eines durch besondere Mittel hervorgebrachten Berührungsdruckes zwischen beiden Elektroden entbehrlich ist, denn es hat sich gezeigt, daß, wenn das Pulver lose auf der Mineralelektrode ruht, die Empfindlichkeit etwa die gleiche ist, wie bei jenen Detektoren. In

Fig. 6.

der Fig. 6 ist dieser Detektor dargestellt. *1* ist ein isolierendes, hohlzylindrisches Gefäß mit Außengewinde, das oben und unten durch je eine aufgeschraubte Metallkappe *2* bzw. *3* geschlossen ist. Die Mineralelektrode bildet in Form einer Scheibe *4* den Boden des Gefäßes *1*, indem sie beispielsweise zwischen dem unteren Rand dieses Gefäßes und der Metallkappe *3* eingeklemmt ist. In dem Gefäß *1* befindet sich weiter eine darin eingepaßte, an der unteren Seite offene Metallbüchse *5*, die nicht ganz bis auf den Boden des Gefäßes hinabreicht, so daß zwischen dem unteren, zweckmäßig abgeschrägten Rand derselben und der Scheibe *4* ein isolierender Zwischenraum sich befindet. Die Befestigung der Büchse *5* an der oberen Metallkappe *2* geschieht durch eine Schraube *6*, die zugleich auch zur Befestigung des ganzen Detektors an der Grundplatte *7* dient. Der innere Raum ist nun mit dem erwähnten Pulver, das der Deutlichkeit wegen in Fig. 6 nicht

mit dargestellt ist, soweit gefüllt, daß die Büchse *5* ein geeignetes Stück in das Pulver taucht, um einen guten Stromübergang zu dem Pulver zu sichern. Zur Erzielung einer besseren Oberflächenleitfähigkeit ist die Büchse *5* zweckmäßig an der inneren Seite versilbert. Die Zuleitungen zu den beiden Elektroden werden gebildet einerseits durch die Schraube *6*, andererseits durch eine an der unteren Metallkappe *3* befestigte Schraube *8*.

(Eingesandt den 16. Januar 1912.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Wir erhalten von Herrn Hans Boas (Berlin) folgende Zuschrift:

Herr Austin[1]) hat aus dem Naval Wireless Telegraphic Laboratory Untersuchungen über die Reichweiten von drahtlosen Telegraphenstationen mit langsamen Funken und mit schnellen Tonfunken veröffentlicht. — Er kommt dabei zu dem Ergebnis, daß Stationen bei gleicher Spannungsbeanspruchung der Sendestation eine Reichweitenvergrößerung nicht erfahren, wenn sie an Stelle von langsamen Funken mit schneller Funkenfolge betrieben werden. Herr Austin findet, daß dies Resultat seinen Erwartungen nicht ganz entspricht, da er selbst die schnelle Funkenfolge zur Vergrößerung der Reichweiten seiner Zeit warm empfohlen hatte. Herr Austin wundert sich, daß der von ihm erwartete Effekt der größeren Telephonempfindlichkeit und die damit verbundene Vergrößerung der Reichweiten beim Tonsenden nicht eintritt und glaubt, daß die Telephonmembrane auf die kurzen, scharfen Rucke, die bei langsamer Funkenfolge auf sie einwirken, besser reagiert, als bei einer gleichmäßigen Sinusschwingung.

Ich muß sagen, daß mich das Resultat, welches Herr Austin gefunden hat, durchaus nicht überrascht und daß es vollkommen im Einklang mit dem steht, was bei Verwendung eines gewöhnlichen Telephons als Empfangsapparat erwartet werden kann und muß.

Ein gewöhnliches Telephon besitzt eine an der Peripherie geklemmte ebene Membrane. Die Membrane wird durch den Zug der permanenten Telephonmagnete in eine Zwangslage gezogen, die eine Ausbuchtung der Membrane verursacht. Infolge dieses Zwangszustandes, der weit unterhalb

---

1) Jahrb. 5, 298, 1912.

der zulässigen Elastizitätsgrenze des zur Membrane verwendeten Eisenblattes liegt, wird die Membrane für kleinste Änderungen des magnetischen Flusses in den anziehenden Magneten empfindlich.

Die Schwingung einer solchen am Rande geklemmten Membrane ist eine stark gedämpfte, die Dämpfung ist aber nicht so stark, daß die Membrane nicht eine ausgesprochene Resonanzlage zeigte.

Das Ohr empfindet nicht jede Folge hintereinander folgender Schallschwingungen als Ton. Die Empfindung eines Tones, die übrigens bei verschiedenen Menschen individuell verschieden ist, kommt erst zustande, nachdem die Schwingungen in gleichmäßigem Abstande voneinander eine gewisse Zeit angedauert haben. Der Schuß aus einem Gewehr wird in einer Weise gehört, den wir gemeinhin als Knall bezeichnen.

Macht man von dem Vorgang vor der Gewehrmündung kinematographische Reihenaufnahmen in sehr kurzen Zeitabständen, so findet man, daß die den Knall hervorrufende Lufterschütterung keineswegs aus einem einzelnen Impuls besteht, es tritt vielmehr vor der Gewehrmündung eine fortlaufende Folge von Kugelwellen auf, die sich mit normaler Schallgeschwindigkeit ausbreiten, sobald sie in einen gewissen Abstand von der Gewehrmündung gelangt sind.

Unmittelbar an der Gewehrmündung, wo der starke Druck der Pulvergase einwirkt, ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit gegen den normalen Betrag wesentlich gesteigert. — Trotzdem hier eine Reihe hintereinander folgender Schwingungszüge auftreten, wird auch kein Mensch den Knall eines Gewehrs als Ton empfinden. Je nach der Höhe des Tones ist eine mehr oder minder große Anzahl kontinuierlich auftretender Schwingungen nötig, um im menschlichen Ohr eine Tonempfindung auszulösen; infolgedessen wird die Schwingung einer gewöhnlichen Telephonmembrane, die durch einmaligen Anstoß verursacht ist, auch nicht als Ton, sondern als knackendes Geräusch gehört.

Der Energiebetrag, der notwendig ist, um eine bestimmte Bewegungsamplitude einer Telephonmembrane hervorzurufen, geht proportional mit der Geschwindigkeit der Bewegung in die Höhe.

Kommt man aber in die Gegend der Resonanzlage und führt man der Membrane nicht einen einzelnen die Membrane ausbiegenden Energiestoß, sondern eine regelmäßige Folge solcher in der Richtung abwechselnder Stöße zu, deren zeitliche Abstände voneinander der Periode der Eigenschwingung der Membrane gleich kommen, so tritt eine ganz wesentliche Steigerung der Bewegungsamplitude infolge der Resonanz ein. Selbst beim gewöhnlichen Telephon ist diese Steigerung so stark, daß bei scharfer Resonanzlage nur etwa der zwanzigste Teil periodisch einwirkender Energie notwendig ist, um die Telephonmembrane zur gleichen Schwingungsamplitude zu bringen, als etwa vor und jenseits der Resonanzlage.

Wird die Membrane des Telephons derartig ausgearbeitet, daß ihre

Dämpfung vermindert wird, so läßt sich in der Gegend der Resonanzlage der Energiebetrag, der notwendig ist, um eine bestimmte Amplitudengröße hervorzurufen, noch wesentlich erniedrigen.

Will man also mit Hochfrequenzfunken, die in gleichmäßigen Abständen Senderenergie in den Raum ausstrahlen, eine Reichweitenvergrößerung einer Station hervorrufen, so hat man in erster Linie dafür zu sorgen, daß die Funkenfrequenz genau der Eigenschwingung des benutzten Telephons gleich kommt. In zweiter Linie wäre es zweckmäßig im Telephon zu verwenden, das eine geringere Dämpfung besitzt. In diesem Falle würden auch Störungsgeräusche, die zwischen den Funken auftreten, weit weniger im Empfangstelephon hörbar sein, als sie es jetzt sind.

Natürlich muß dann auch dafür gesorgt werden, daß die Maschinen, die an der Sendestation auf die Funkenzahl bestimmend einwirken, so gut wie keine Änderung der Tourenzahl bei Belastung und bei Nichtbelastung erfahren; eine Forderung, die recht schwer befolgt werden kann. Immerhin wird aber auch bei den gebräuchlichen Maschinen dabei eine besondere praktische Störung nicht eintreten.

Abgesehen davon, daß selbstverständlich die schnelle Funkenfolge, bzw. der reine Ton für das Abhören von Telegrammen und für das Ausscheiden atmosphärischer Störungen außerordentliche Vorteile bietet, kann von der schnellen Funkenfolge gegenüber der langsamen Vergrößerung der Reichweite der Sendestation in keinem Falle erwartet werden, wenn man nicht gleichzeitig an der Empfangsstation entsprechende Vorkehrungen trifft; das einzige, was sonst bei schneller Funkenfolge erreicht wird, ist, daß wesentlich mehr Energie für gleiche Reichweite in die Sendeantenne hineingeschickt werden muß, als es bei langsamer Funkenfolge erforderlich war.

Das Mehr an Energie hat weiter keinen Vorteil gehabt, als daß es zum Ausscheiden der atmosphärischen Störungen beigetragen hat.

Will man größere Reichweiten erzielen, so muß man vor allen Dingen die Telephone an den Empfangsstationen auf die Tonhöhe der Sendestationen abgleichen und Membranen mit geringer Dämpfung verwenden. Ohne Vermehrung des toten Gewichtes der Membrane kann dies erreicht werden dadurch, daß man in die Membrane konzentrische Rillen eindrückt. Allerdings besteht dann für das Telegraphieren die Gefahr, daß der Unterschied zwischen Punkt und Strich verwaschener wird.

Hans Boas.

(Eingesandt 27. Januar 1912.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Handbuch der Phototelegraphie und Telautographie von Prof. Arthur Korn und Prof. Bruno Glatzel. Otto Nemnich Verlag, Leipzig 1911. Geb. M. 28.—

J. W. N. Le Heux, Lissajoussche Stimmgabelkurven in stereoskopischer Darstellung. 18 Tafeln mit Text. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911. M. 6.—

Edwin Edser, General physics for students. A text book on the fundamental properties of matter. Macmillan and Co. Limited London 1911.

C. Tissot, Manuel élémentaire de télégraphie sans fil. (Theorie. Installation d'un poste. Matériel et réglage. A. Challamel éditeur Paris 1911. Brosch. 5 Fr., Relié toile 6 Fr.

AEG-Zeitung, Dezember 1911.

Telefunken-Zeitung 1, Nr. 2, 1911.

Schweizer Kalender für Elektrotechniker, 9. Jahrgang 1912. M. 5.— **Deutscher Kalender für Elektrotechniker,** 29. Jahrgang 1912. Begründet von F. Uppenborn. Neu herausgegeben von G. Dettmar. R. Oldenbourg Verlagsbuchhandlung München und Berlin. M. 5.—

Karl Strecker, Fortschritte der Elektrotechnik 1911. Heft 1. Verlag von Julius Springer, Berlin 1911. M. 9.—

C. Dorno, Studie über Luft und Licht des Hochgebirges. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1911. Kartoniert M. 20.—

B. Weinstein, Die Grundgesetze der Natur und die modernen Naturlehren. („Wissen und Können".) Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911.

Sir Oliver Lodge, Der Weltäther (übersetzt von Hilda Barkhausen). („Die Wissenschaft" Heft 41.) Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1911. Geh. M. 3.—, geb. M. 3.60

AEG-Zeitung, XIV. Jahrgang, Nr. 7, Januar 1912.

Ernst Orlich, Die Theorie der Wechselströme. Verlag B. G. Teubner. Leipzig 1912. Geh. M. 2.40, geb. M. 2.80

Pierre Duhem (Übersetzung von Ph. Frank u. E. Stiasny), Die Wandlungen der Mechanik und die mechanische Naturerklärung. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1912. Geh. M. 6.40, geb. M. 7.50.

Friedrich Dannemann, Die Naturwissenschaften in ihrer Entwickelung und in ihrem Zusammenhange. 3. Band (Das Empor-

blühen der modernen Naturwissenschaften bis zur Entdeckung des Energieprinzips). Verlag von Wilhelm Engelmann in Leipzig, 1911.

H. B. Heywood et **M. Fréchet,** L'Équation de Fredholm et ses applications à la physique mathématique. Libraire scientifique A. Hermann & Fils, Paris 1912. Fr. 5.—

Deinhardt-Schlomann, Illustr. Technisches Wörterbuch in 6 Sprachen. Band II „Die Elektrotechnik". Verlag R. Oldenbourg, München. Geb. M. 25.—

W. Weiler, Die galvanischen Induktionsapparate. 2. Aufl. Verlag Moritz Schäfer, Leipzig 1912. Brosch. M. 4.—, geb. M. 4.50

Sir William Thomson (Lord Kelvin) (arranged by Sir Joseph Larmor), Mathematical and physical papers. Volume VI. Voltaic theory, radioactivity, electrions, navigation and tides, miscellaneous. The University Press, Cambridge 1911.

Wilh. Foerster, Über Zeitmessung und Zeitregelung. (Wissen und Können). Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1909. Geb. M. 3.—

H. Thurn, Die Verkehrs- und Nachrichtenmittel im Kriege. (Wissen und Können.) Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911. Geb. M. 6.—

Chr. von Hofe, Fernoptik. (Wissen und Können). Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1911. Geb. M. 5.—

E. Anding, Sechsstellige Tafeln der Besselschen Funktionen imaginären Arguments. Verlag Wilhelm Engelmann, Leipzig 1911. Geh. M. 7.—, geb. M. 8.80

(Eingesandt 31. Februar 1912.)

Literaturverzeichnis.

Abraham, A. u. **Villard, P.,** C. R. Tome 153, 1200, 1911. Mesures de potentiels explosifs entre 20000 et 300000 volts.

Arco, Graf Georg von, AEG-Zeitung, XIV. Jahrgang Nr. 7 (Januar), S. 8, 1912. Der heutige Stand der drahtlosen Telegraphie (nach einem Vortrage im Verwaltungsgebäude der AEG).

Austin, L. W., Phys. Ztschr. 12, 1131, 1911. Hohe Funkenfrequenz in der drahtlosen Telegraphie.

— Phys. Ztschr. 12, 1133, 1911. Die Messung elektrischer Schwingungen in der Empfangsantenne.

Austin, L. W., Elektrot. Ztschr. 32, 1274, 1911 (Ref. über Bull. Bur. of Stand. 7, 301, 1911). Versuche mit gekoppelten Hochfrequenzkreisen.

— Journ. of the Wash. Ac. of sc. 1, 275, 1911. A ships's antenna as a Hertzian oscillator.

Bauer Edmond, C. R. Tome 153, 1466, 1911. Sur la théorie du rayonnement.

Bock, F., Elektrot. Ztschr. 33, 43, 1912. Instrument zum Messen kleiner Widerstände.

Bois du H., Ztschr. f. Instrumentenkunde 31, 362, 1911. Neue Halbring-Elektromagnete.

Bredow, H., Drahtlose Telegraphie mit besonderer Berücksichtigung von Schiffsinstallationen (Vortrag in der 13. Hauptversammlung der Schiffsbautechnischen Gesellschaft, Nov. 1911).

Burgess, A. F., s. Jolley, A. C.

Culver, Charles A., Electrical World 58, 1360, 1911. Efficiency of „earths“ in radiotelegraphy (experimental investigation of the variation in efficiency with size and position of earth wire.

Descowich, E., Ztschr. f. Schwachstr. 5, 572, 1911. Drahtlose Telegraphie an Bord.

Dubilier, Elektrot. Ztschr. 32, 1191, 1911. Die Funkentelegraphenstation (System Dubilier) in West Seattle.

Eccles, W. H., Electrician 68, 427, 464, 1911. Recent wireless telegraph patents.

Edwards, Hiram Wheeler, Phys. Rev. 33, 184, 1911. The distribution of current and the variation of resistance in linear conductors of square and rectangular cross-section when carrying alternating currents of high frequency.

Eichhorn, Gustav, Fortschr. d. naturw. Forsch. 3, 137, 1911 (vgl. auch Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. Nr. 11, 1911). Der heutige Stand der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Falkenthal, E., Electrician 68, 351, 1911. A new method of converting alternating to direct current.

Ganzlin, Carl, Untersuchungen über den Bleiglanz-Graphitdetektor. Diss. Kiel 1911.

Grober, M. K. u. **Zöllich, H.,** Phys. Ztschr. 12, 1048, 1911. Zur Theorie der thermischen Meßgeräte. I. Theorie des Barretters.

Grover, F. W., Journ. of the Wash. Ac. of sc. 1, 277, 1911. The capacity and phase difference of paraffined paper condensers as functions of the temperature and frequency.

Harris, L. H. u. **Hogan jr., John L.,** Electric. World 58, 1602, 1911. Operation of detectors in wireless telegraph service (Sensitiveness of

wireless telegraph contact detectors as a function of the contact pressure).

Herrmann, Karl, Verh. D. Phys. Ges. **13,** 978, 1911. Über die Widerstandszunahme von Spulen bei Wechselstrom.

Hoffmann, G., Phys. Ztschr. **13,** 30, 1912. Ein einfacher Demonstrationsapparat für Wechselstromversuche.

Huth, E. F., Phys. Ztschr. **13,** 36, 1912. Ein direkt zeigender Wellenmesser. Ein einfacher Empfangsapparat speziell zur Aufnahme des Zeitsignals.

Jolley, A. C. u. **Burgess, A. F.,** Electrician **68,** 254, 314, 346, 1911. The experimental determination of the inductance of linear conductors (vgl. auch ebenda S. 438 C. V. Drysdale).

Jones Taylor, E., Phil. Mag. **22** (6), 706, 1911. The induction-coil.

Isakow, L., Phys. Ztschr. **12,** 1224, 1911. Thermischer Indikator zur Resonanzbestimmung nach der Nullmethode.

Kiebitz, Franz, Verh. D. Phys. Ges. **13,** 876, 1911. Neuere Versuche über gerichtete drahtlose Telegraphie mit Erdantennen (vgl. auch Diskussion mit L. Zehnder, ebenda 1058/1059) (vgl. auch La Nature **40,** 125, 1912. Radiotélégraphie dirigée sans antennes verticales).

Kordisch (Kordysch), L., Über die Entstehung von sekundären Schwingungen. Kiew 1911 (Russisch).

Lindman, Karl F., Öfvers. Finsk. Vetensk. — Soc. Förhandl. **53,** A. Nr. 19, 1911. Über die Phasenänderung der elektrischen Wellen bei ihrer Reflexion von ebenen Resonatorensystemen.

Loisel, J., La Nature **40** (Nr. 2010), 13, 1911. L'envoi radiotélégraphique de l'heure et des télégrammes météorologiques.

Lorentz, H. A., Rev. Sc. **50,** 1, 1912. Quelques remarques sur la théorie du magnétisme.

Löwy, Heinrich, Phys. Ztschr. **12,** 1001, 1911. Die Fizeausche Methode zur Erforschung des Erdinnern.

Lubowsky, Kurt, Elektrot. Ztschr. **32,** 1265, 1911. Drahtlose Telegraphie und Luftschiffahrt.

Ludwig, P., Elektrot. Ztschr. **32,** 1240, 1911 (Ref. über Phys. Ztschr. **12,** 763, 1911). Ein Dämpfungsmesser für die Praxis der drahtlosen Telegraphie.

March, H. W., Ann. Phys. **37,** 29, 1911. Über die Ausbreitung der Wellen der drahtlosen Telegraphie auf der Erdkugel.

Merczyng, H., Ann. Phys. **37,** 157, 1911. Über die Brechung elektrischer Strahlen von sehr kurzer Wellenlänge in flüssiger Luft.

Möller, H. G., Ann. Phys. **36,** 738, 1911. Über die Widerstandszunahme unterteilter Leiter bei schnellen Schwingungen.

Mosler, Elektrot. Ztschr. **32**, 1204, 1911. Radiotelegraphische Empfangsversuche im Freiballon.

Erskine-Murray, J., La Lum. Él. **33** [Tome 16 (2)], 331, 1911. Définition du rendement pratique d'un appareil de télégraphie sans fil.

Radiokonferenz, Ztschr. f. Schwachstromt. **5**, 607, 628, 1911. Zur internationalen Radiokonferenz, London 1912.

Radiotelegraphisches Weltnetz Großbritanniens. Ztschr. f. Schwachstromt. **5**, 561, 1911.

Radiotélégraphie, Rev. Sc. **49**, 722, 1911. Action du jour et de la nuit sur la portée des postes radiotélégraphiques.

Reinhard, E., Electrician **68**, 341, 1911. The opening up of the Amazon district by wireless telegraphy (Telefunken) between Para and Lima.

Rodet, Joseph, L'Électricien **32** [Tome 43 (2)], 5, 1912. Détecteur électrolytique et interrupteur Wehnelt.

Rosa, E. B., Journ. of the Wash. Ac. of sc. **1** (Nr. 8), 219, 1911. Resistance coils for alternating current work (H. L. Curtis and F. W. Grover).

Rottgardt, K., Phys. Ztschr. **12**, 1160, 1911. Über den Einfluß von Elektrodenmaterial und Medium der Funkenstrecke auf die Bildung von Lichtbögen bei Verwendung von Resonanztransformatoren.

Schwarzhaupt, P., Elektrot. Ztschr. **32**, 1313, 1911. Sonnenlicht, Gebirge und Wellentelegraphie.

Seibt, G., Elektrot. Ztschr. **32**, 1190, 1911. Ein neuer Drehkondensator.

Siemens Morse telegraph apparatus, Electrician **68**, 275, 1911.

Squier, George Owen, Electric. Eng. 19. I. 1912, S. 68. Wireless Telegraphy.

Tamaki, Kajuro, Mem. Kyoto Univ. **3**, 121, 1911. Energy radiated by a damped Hertzian oscillator.

— Mem. Kyot. Univ. **3**, 129, 1911. Mean flow of energy from three Hertzian doublet oscillators.

— u. **Kimura, Masamichi,** Mem. Kyoto Univ. **3**, 189, 1911. Oscilloscopic study of condenser discharge with the application to crystals-contact dectors for electric oscillations.

Telefunken, Electrician **68**, 298, 1911. The Telefunken wireless station at Nana.

Wallot, J., Ann. Phys. **36**, 681, 1911. Über den Einfluß von Hüllen und Schirmen auf elektromagnetische Drahtwellen (vgl. auch Phys. Ztschr. **12**, 994, 1911).

Weicker, W., Elektrot. Ztschr. **32**, 1262, 1298, 1911. Betrachtungen über Hängeisolatoren.

Williams, E. H., Elektrot. Ztschr. **32**, 1305, 1911 (Ref. über Phys. Rev. **32**, 585, 1911). Die Funkenentladung über sehr kleine Entfernungen.

Zehnder, L., Verh. D. Phys. Ges. **13**, 874, 1911. Über gerichtete drahtlose Telegraphie mit Erdströmen.

— Ztschr. f. Schwachstr. **5**, 620, 1911. Über die Geheimhaltung drahtloser Telegramme (vgl. auch Schweiz. Elektrot. Ztschr. **9**, 7, 1912, und Electr. Eng. 5. Jan. 1912).

— Umschau Nr. 5, S. 98, 1912. Die Beseitigung der Antennen in der drahtlosen Telegraphie.

Zöllich, H., s. Grober, M. K.

(Eingesandt 31. Januar 1912.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 5. 1912. Heft 5.

Beiträge zur Theorie der drahtlosen Telephonie. I.[1])

Von **P. O. Pedersen.**

Einleitung.

Durch seine Untersuchungen betreffend drahtloses Fernsprechen konstatierte V. Poulsen u. a. durch die in Fig. 16 gezeigte Anordnung eine starke Abhängigkeit vom Koppelungskoeffizienten, indem gute Resultate nur mit einer verhältnismäßig losen Koppelung beim Absender erreicht werden können. Die günstigste Koppelung ist verhältnismäßig kritisch; koppelt man fester, so ergibt sich ein schlechtes Resultat sowohl was Lautstärke als namentlich Klangfarbe betrifft, koppelt man loser, so verbleibt die Klangfarbe fortdauernd gut, aber die Stärke nimmt ab. Da bislang, soweit dem Verfasser bekannt, keine Theorie für die bei dem drahtlosen Fernsprechen benutzten Absenderaufstellungen vorliegt, entsprach ich gerne einer Aufforderung des Herrn Poulsen, zu versuchen eine Klarlegung einiger der hierher gehörenden Verhältnisse auf theoretischem Wege zu geben. Nachstehend wird eine Übersicht über einige der erreichten Resultate gegeben.

Die Arbeit zerfällt in zwei Abschnitte; der erste **A** betrifft Absender mit mechanischen Hochfrequenz-Generatoren, der letzte **B** mit Poulsen-Generatoren.

In allen Fällen ist die Anwendung eines Mikrophons mit einem normalen Widerstand von r_0 Ohm gedacht, und es wird vorausgesetzt, daß die von einer gewissen Schalleinwirkung hervorgerufene Widerstandsvariation gleich $c r_0$ gesetzt werden kann, wo c eine kleine, von r_0 unabhängige

1) Ein Bericht wurde in der Sitzung des Physikalischen Vereins zu Kopenhagen am 26. Okt. 1911 gegeben.

Größe ist. Wird das Mikrophon von einer harmonischen Schallwelle mit Periode τ getroffen, erhält c folgende Form:

$$c = c_0 \sin \frac{2\pi}{\tau} t$$

Während des Sprechens ist folglich der Mikrophonwiderstand r bestimmt durch folgenden Ausdruck:

$$r = r_0 + c r_0 = r_0 \left(1 + c_0 \sin \frac{2\pi}{\tau} t\right)$$

Wir wollen ferner nur die Fälle betrachten, in welchen das Mikrophon direkt an den Hochfrequenzlauf geknüpft ist, während wir von den Aufstellungen absehen, wo das Mikrophon auf den Speisestrom, auf das Magnetfeld des Generators usw. einwirkt. Selbst wenn diese Einschränkungen in hohem Maße das Gebiet der Untersuchung begrenzen, ist dieses dennoch groß genug, um fast alle in der Praxis angewandten Aufstellungen zu umfassen.

Die nachfolgenden Ausführungen gehen hauptsächlich darauf aus, die einer kleinen Widerstandsveränderung $c r_0$ des Mikrophons entsprechende Variation der Intensität oder Frequenz der Ausstrahlung zu finden und besonders auch die Verhältnisse klarzulegen, unter welchen die Variationen so groß wie möglich werden.

Um die Betrachtungen und namentlich die erreichten Resultate zu vereinfachen, wird in nachstehenden Ausführungen von den Verlusten (auf Grund von Joulescher Wärme usw.) im Schwingungskreise selbst abgesehen, indem deren effektiver Widerstand gleich der Summe der Widerstände der in den Kreis eingehenden Apparate gestellt ist. Der Strahlungswiderstand der Antenne wird gleich R^0 gesetzt. Ein Teil der gefundenen Resultate ist jedoch, wie leicht zu sehen ist, von diesen Annahmen unabhängig. Deshalb sind die hierher gehörenden Relationen auch erst da benutzt, wo man wirklich Verwendung für dieselben hat; solange die Widerstände mit R_1 und R_2 bezeichnet werden, gelten die Formeln unabhängig von dieser Annahme.

Wir gehen des weiteren von der Voraussetzung aus, daß die elektrischen Schwingungen eine so hohe Frequenz haben, daß wir in jedem einzelnen Augenblicke den Zustand als stationär betrachten können.

Im übrigen werden folgende Bezeichnungen angewandt:

Für den Primärkreis (den Generatorkreis):

R_1 = der gesamte, effektive Widerstand (Ohm).
L_1 = Selbstinduktion (Henry).
C_1 = Kapazität (Farad).

$$h_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

$$\varkappa_1 = \frac{R_1}{2 L_1} = \text{der Dämpfungsfaktor.}$$

$$x_1 = \frac{1}{\omega R_1}\left(\frac{1}{C_1} - \omega^2 L_1\right) = \frac{\alpha_1}{R_1} = \text{der Verstimmungs-}$$

koeffizient.

$i_1 = I_{1m} \cos(\omega t + \varphi_1)$ = Stromstärke (Ampère).
Q_1 = Ladung des Kondensators (Coulomb).

Für den Sekundärkreis gelten die entsprechenden Bezeichnungen, aber mit Index 2.

$y_{12} = \frac{\omega L_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}}$ = der Koppelungskoeffizient; hier ist L_{12} der gegenseitige Induktionskoeffizient zwischen dem Primär- und Sekundärkreise (Henry).

Insofern mehr als zwei Schwingungskreise angewandt werden, sind ganz analoge Bezeichnungen benutzt, deren Bedeutung ohne weiteres verständlich ist[1]).

Im Abschnitt B werden ferner folgende Abkürzungen gebraucht:

$$\varrho_1 = \frac{L_{12}}{L_1}, \qquad \varrho_2 = \frac{L_{12}}{L_2}, \qquad \varrho^2 = \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}, \qquad \sigma^2 = 1 - \varrho^2$$

$$\delta_2 = \pi R_2 \sqrt{\frac{C_2}{L_2}}; \qquad z = \frac{2\varkappa_2}{h_1} = \frac{R_2}{L_2}\sqrt{L_1 C_1}; \qquad f = \frac{I_{1m}}{I_{2m}}$$

Die untersuchten Größen werden wie folgt definiert und bezeichnet:

$P = \frac{1}{2} I_{1m}^2 R_1 + \frac{1}{2} I_{2m}^2 R_2$ = die ganze verbrauchte Leistung.
$M = \frac{1}{2} I_m^2 r$ = die vom Mikrophon verbrauchte Leistung.
$U = \frac{1}{2} I_m^2 R^0$ = die ausgestrahlte Leistung; hier ist I_m die maximale Stromstärke in der Antenne und R^0 deren Strahlungswiderstand.
V = der absolute Wert der einer Variation von $c r_0$ im Mikrophonwiderstande entsprechenden Variation in der Ausstrahlung U. Es wird angenommen, daß $c r_0$ so klein ist, daß man mit genügender Annäherung $V = \left| c r_0 \cdot \frac{dU}{dr} \right|$ setzen kann.

1) Siehe übrigens: P. O. Pedersen, Jahrb. 4, 449, 1911.

Im folgenden werden noch die Größen

$$S = \frac{V}{M}$$

und

$$T = \frac{V}{P}$$

eingeführt und untersucht.

Bemerkungen.

Zurzeit wird die Größe der benutzten Energiemengen zunächst von der Leistungsfähigkeit des Mikrophons begrenzt; man kann in diesem Falle mit einer gewissen Berechtigung die Größe S als einen Ausdruck für die Güte der Aufstellung betrachten.

Die Größe T kann als Wirkungsgrad bezeichnet werden. Es ist natürlich immer günstig, daß diese so groß wie möglich ist.

In den Fällen, wo die disponible Energie gegeben ist, wo das Mikrophon kräftig genug ist, und wo es darauf ankommt, den größtmöglichen Abstand zu erreichen, kommt es auf die Größe V an.

Nachstehend sind deshalb für verschiedene Schaltungen die Verhältnisse bestimmt, unter welchen jede der drei Größen V, S und T Maximum werden. Es stellt sich heraus, daß nur die absoluten Maxima für V praktische Bedeutung haben, indem $P = 0$ und folglich auch $V = 0$ sind unter den Verhältnissen, für welche S oder T ihr absolutes Maximum haben. Die letztgenannten Maxima haben deshalb nur Bedeutung als Grenzwerte.

In den Figuren bezeichnet M das Mikrophon, während der Hochfrequenz-Generator und Poulsen-Generator durch leicht verständliche Signaturen angegeben sind.

A. Hochfrequenz-Generatoren.

Es ist die Anwendung eines mechanischen Hochfrequenz-Generators gedacht, welcher unabhängig von der Belastung einen EMK. $E = E_0 \cos \omega t$ gibt, und dessen Widerstand ϱ_0 Ohm ist[1]).

Für zwei gekoppelte Schwingungskreise hat man[2]):

1) Selbst wenn der Generator gleichzeitig eine konstante Selbstinduktion oder Kapazität hat, übt dieses Verhältnis keinen wesentlichen Einfluß auf die nachstehend gefundenen Resultate aus. Wesentlich ist nur, daß ω konstant ist.

2) Siehe z. B. P. O. Pedersen, Jahrb. 4, 449, 1911.

$$I_{1m} = \frac{E_0}{R_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(x_1 - \frac{x_2 y_{12}^2}{1 + x_2^2}\right)^2 + \left(1 + \frac{y_{12}^2}{1 + x_2^2}\right)^2}} = \frac{E_0 (R_2^2 + \alpha_2^2)}{\sqrt{A^2 + B^2}} \quad \text{(I)}$$

und

$$I_{2m} = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{y_{12}}{\sqrt{1 + x_2^2}\sqrt{\left(x_1 - \frac{x_2 y_{12}^2}{1 + x_2^2}\right)^2 + \left(1 + \frac{y_{12}^2}{1 + x_2^2}\right)^2}} = \frac{E_0 \cdot \omega L_{12} \sqrt{R_2^2 + \alpha_2^2}}{\sqrt{A^2 + B^2}} \quad \text{(II)}$$

wo

$$A = \alpha_1 (R_2^2 + \alpha_2^2) - \alpha_2 \omega^2 L_{12}^2 \text{ und } B = R_1 (R_2^2 + \alpha_2^2) + \omega^2 L_{12}^2 R_2 \quad \text{(III)}$$

Aus (III) folgt:

$$\begin{aligned} A^2 + B^2 &= (R_2^2 + \alpha_2^2)\{(R_1^2 + \alpha_1^2)(R_2^2 + \alpha_2^2) + \\ &\quad + \omega^2 L_{12}^2(\omega^2 L_{12}^2 + 2 R_1 R_2 - 2\alpha_1 \alpha_2)\} \\ &= R_1^2 R_2^4 (1 + x_2^2)\{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + \\ &\quad + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)\}. \end{aligned} \quad \text{(IV)}$$

Ferner ist die ganze verbrauchte Leistung:

$$P = \frac{E_0^2}{2 R_1} \cdot \frac{1 + x_2^2 + y_{12}^2}{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)} \cdot \quad \text{(V)}$$

§ 1. Für die in Fig. 1 gezeigte Schaltung ist:

$$I_{1m} = \frac{E_0}{\sqrt{R_1^2 + \alpha_1^2}} \quad (1)$$

und

$$U = \frac{R_1^0 E_0^2}{2 (R_1^2 + \alpha_1^2)} \cdot \quad (2)$$

wo R_1^0 der Strahlungswiderstand der Antenne ist. Zufolge der gegebenen Voraussetzungen ist ferner:

$$R_1 = r + \varrho_0 + R_1^0; \quad (3)$$

aus (2) erhält man:

$$V = c r_0 \frac{R_1^0 R_1 E_0^2}{(R_1^2 + \alpha_1^2)^2} \cdot \quad (4)$$

Aus (4) ist unmittelbar ersichtlich, daß V Maximum für $\alpha_1 = 0$, also für $h_1 = \omega$ ist. Der entsprechende Wert ist:

$$V = c r_0 \frac{R_1^0 E_0^2}{R_1^3} = \frac{c r_0 R_1^0 E_0^2}{(r_0 + \varrho_0 + R_1^0)^3} \cdot \quad (5)$$

Dieser Ausdruck erhält seinen größten Wert, wenn:

$$r_0 = \frac{\varrho_0 + R_1^0}{2} = \frac{R_1}{3}, \tag{6}$$

nämlich

$$V = \frac{4c}{27} \cdot \frac{R_1^0 E_0^2}{(\varrho_0 + R_1^0)^2}. \tag{7}$$

Dieser Ausdruck nimmt seinen absolut größten Wert an für $R_1^0 = \varrho_0$, also laut (6) für $r_0 = R_1^0 = \varrho_0$ und:

$$V_{\max} = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}. \tag{7$_1$}$$

Die entsprechenden Werte von P und M sind:

$$P = \frac{E_0^2}{6\varrho_0} \quad \text{und} \quad M = \frac{E_0^2}{18\varrho_0},$$

und diesen entsprechen:

$$T = \frac{2}{9}c \quad \text{und} \quad S = \frac{2}{3}c.$$

Für dieselben Einstellungen und $r = r_0$ hat man:

$$U_0' = \frac{E_0^2}{18\varrho_0}.$$

Man erhält leicht

$$S = \frac{2cR_1^0}{r_0 + \varrho_0 + R_1^0}. \tag{8}$$

S wird Maximum für $r_0 = 0$, und für sehr große Werte von R_1^0 nähert S sich dem Werte:

$$S_{\max} = 2c \tag{8$_1$}$$

Für diese Einstellung ist jedoch sowohl $P = 0$ als $V = 0$, so daß man in der Praxis niemals den durch (8_1) angegebenen Grenzwert erreichen kann.

Ferner wird:

$$T = \frac{2cr_0 R_1^0}{(r_0 + \varrho_0 + R_1^0)^2}. \tag{9}$$

T ist Maximum für:

$$r_0 = \varrho_0 = R_1^0, \tag{10}$$

und der entsprechende Wert ist:

$$T = \frac{c R_1^0}{2(\varrho_0 + R_1^0)} . \tag{10_1}$$

Für sehr große Werte von R_1^0 nähert T sich dem Grenzwert:

$$T_{\max} = \tfrac{1}{2} c , \tag{10_2}$$

aber gleichzeitig nehmen P und V bis zum Werte Null ab, so daß dieser Wert von T niemals in der Praxis erreicht werden kann.

§ 2. Für die in Fig. 2 gezeigte Schaltung hat man unter den gegebenen Voraussetzungen:

$$R_1 = \varrho_0 , \qquad R_2 = r + R_2^0 \tag{1}$$

und

$$U = \frac{R_2^0 E_0^2}{2} \cdot \frac{\omega^2 L_{12}^2 (R_2^2 + \alpha_2^2)}{A^2 + B^2} . \tag{2}$$

Fig. 1.

Fig. 2.

Hieraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} V = \left| c r_0 \cdot \frac{d U}{d r} \right| &= \\ &= \frac{c r_0 R_2^0 E_0^2 \omega^2 L_{12}^2 (R_2^2 + \alpha_2^2)^2 (\omega^2 L_{12}^2 + R_1^2 + \alpha_1^2)}{(A^2 + B^2)^2} = \\ &= \frac{c r_0 R_2^0 E_0^2 y_{12}^2 (y_{12}^2 + 1 + x_1^2)}{R_1 R_2^2 \{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)\}^2} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Um die Werte von x_1, x_2 und y_{12} zu bestimmen, für welche V Maximum ist, verfährt man am leichtesten auf folgende Weise:

$$\frac{dV}{dx_1} = 0$$

gibt folgende Relation:

$$x_1 y_{12}^2 = x_2 (1 + x_1^2). \tag{4}$$

Wird der somit gefundene Wert für x_2 in (3) eingesetzt, erhält man:

$$V = \frac{c r_0 R_2^0 E_0^2}{R_1 R_2^2} \cdot \frac{y_{12}^2 (1 + x_1^2)^2}{(y_{12}^2 + 1 + x_1^2)^3} \cdot \tag{3_1}$$

Dieser Ausdruck ist Maximum für:

$$x_1 = \pm \sqrt{2 y_{12}^2 - 1} \cdot \tag{5}$$

Aus (4) und (5) erhält man:

$$x_1 = 2 x_2 = \pm \sqrt{2 y_{12}^2 - 1}. \tag{7}$$

Wenn man diese Werte in den Ausdruck (3_1) einsetzt, wird dieser unter gleichzeitiger Benutzung von (1) auf:

$$V = \frac{4c}{27} \cdot \frac{r_0 R_2^0 E_0^2}{R_1 R_2^2} = \frac{4c}{27} \cdot \frac{r_0 R_2^0 E_0^2}{\varrho_0 (r_0 + R_2^0)^2} \tag{3_2}$$

reduziert.

Da dieser Ausdruck von y_{12} unabhängig ist, erhält man den durch (3_2) bestimmten Wert von V für alle Werte von y_{12}, wenn nur x_1 und x_2 die durch (7) bestimmten Werte haben. Da aber x_1 und x_2 nur für $y_{12}^2 \geqq \frac{1}{2}$ reell sind, kann das Maximum auch nur erreicht werden, wenn y_{12} diese Bedingung erfüllt.

Der Ausdruck in (3_2) wird Maximum für $r_0 = R_2^0$, und:

$$V_{\max} = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}. \tag{8}$$

Für dieselben Stellungen und $r = r_0$ hat man:

$$U_0 = \frac{E_0^2}{18 \varrho_0}.$$

Die ganze verbrauchte Leistung wird bestimmt durch:

$$P = \frac{E_0^2}{2 \varrho_0} \cdot \frac{y_{12}^2 + 1 + x_2^2}{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)} \cdot \tag{9}$$

Werden die unter (7) bestimmten Werte für x_1 und x_2 in diesen Ausdruck eingesetzt, erhält man:

$$P = \frac{E_0^{\,2}}{6\,\varrho_0} \cdot \frac{2\,y_{12}^{\,2} + 1}{2\,y_{12}^{\,2}} \tag{9_1}$$

Der entsprechende Wert für T ist:

$$T = \frac{2\,c}{9} \cdot \frac{2\,y_{12}^{\,2}}{2\,y_{12}^{\,2} + 1} \tag{10}$$

Für den kleinsten zulässigen Wert von y_{12}, nämlich $y_{12}^{\,2} = \frac{1}{2}$, ergibt sich $T = \frac{1}{9}\,c$, während T für sehr große Werte von y_{12} sich dem Werte $T = \frac{2}{9}\,c$ nähert.

Ferner ist:

$$M = \frac{E_0^{\,2}}{2\,\varrho_0} \cdot \frac{r_0}{R_2} \cdot \frac{y_{12}^{\,2}}{(1 + x_1^{\,2})(1 + x_2^{\,2}) + y_{12}^{\,2}\,(y_{12}^{\,2} + 2 - 2\,x_1\,x_2)}; \tag{11}$$

für die durch (7) bestimmten Stellungen nimmt M folgenden Wert an:

$$M = \frac{E_0^{\,2}}{9\,\varrho_0} \cdot \frac{r_0}{R_2},$$

der für $r_0 = R^0 = \frac{1}{2}\,R_2$ in

$$M = \frac{E_0^{\,2}}{18\,\varrho^0}$$

übergeht.

In den Stellungen, in welchen V Maximum ist, hat man also immer:

$$S = \frac{2}{3}\,c.$$

Von besonderem Interesse sind ferner die Verhältnisse für $x_1 = x_2 = 0$; (diese Werte befriedigen, wie dies leicht ersichtlich ist, sowohl $\frac{d\,V}{d\,x_1} = 0$ als $\frac{d\,V}{d\,x_2} = 0$.)

Indem immer vorausgesetzt wird, daß $r_0 = R_2^{\,0} = \frac{1}{2}\,R_2$, erhält man folgende Ausdrücke für V, T und S:

$$V = \frac{c}{4} \cdot \frac{E_0^{\,2}}{\varrho_0} \cdot \frac{y_{12}^{\,2}}{(1 + y_{12}^{\,2})^3}; \quad T = \frac{c}{2} \cdot \frac{y_{12}^{\,2}}{(1 + y_{12}^{\,2})^2}; \quad S = c \cdot \frac{1}{1 + y_{12}^{\,2}}. \tag{12}$$

Der erste dieser Ausdrücke ist Maximum für $y_{12}^{\,2} = \frac{1}{2}$, der zweite für $y_{12}^{\,2} = 1$ und der letzte für $y_{12}^{\,2} = 0$; die entsprechenden Maximumswerte sind:

$$V = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}, \quad T = \frac{c}{8} \quad \text{und} \quad S = c.$$

Der oberste Teil von Fig. 3 zeigt die bei (7) bestimmten Werte von x_1 und x_2; in dem untersten Teile derselben Figur stellt die Linie V_1 den diesen Stellungen entsprechenden Maximumswert von $\frac{27}{4} \cdot \frac{\varrho_0}{E_0^2} \cdot V$ dar, während Kurve V_0 dieselbe Größe für $x_1 = x_2 = 0$ darstellt. Auf analoge Weise zeigen die Kurven T_1, T_0 und S_1, S_0 die Werte von T und S für die entsprechenden Stellungen.

Von (3) und (9) erhält man:

$$T = \frac{2 c r_0 R_2^0}{R_2^2} \cdot \frac{y_{12}^2 (y_{12}^2 + 1 + x_1^2)}{(y_{12}^2 + 1 + x_2^2)\{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)\}}. \quad (13)$$

Die Gleichung $\frac{dT}{dx_1} = 0$ gibt nach einiger Reduktion folgende Relation:

$$x_2 x_1^2 - (1 + y_{12}^2 - x_2^2) x_1 - x_2 (1 + y_{12}^2) = 0$$

oder:

$$x_1 = \begin{cases} + \dfrac{1 + y_{12}^2}{x_2} \\ - \quad x_2 \end{cases} \quad (14)$$

Von diesen entspricht $x_1 = -x_2$ dem Minimum von T, während $x_1 = \frac{1 + y_{12}^2}{x_2}$ T zum Maximum macht, nämlich:

$$T = \frac{2 c r_0 R_2^0}{R_2^2} \cdot \frac{y_{12}^2}{1 + y_{12}^2 + x_2^2 \left(2 + \dfrac{x_2^2}{1 + y_{12}^2}\right)}. \quad (13_1)$$

Dieser Wert wird so groß wie möglich für $x_2 = 0$, nämlich:

$$T = \frac{2 c r_0 R_2^0}{R_2^2} \cdot \frac{y_{12}^2}{1 + y_{12}^2}.$$

welcher für $r_0 = R_2^0 = \frac{1}{2} R_2$ Maximum wird, nämlich:

$$T = \frac{c}{2} \cdot \frac{y_{12}^2}{1 + y_{12}^2}. \quad (13_2)$$

Für sehr große Werte von y_{12} nähert dieser Ausdruck sich dem absoluten Maximumswert für T, nämlich:

Fig. 8.

$$T_{max} = \frac{c}{2}, \qquad (13_3)$$

welchen man also für folgende Einstellung erhält: $x_2 = 0$, $x_1 = \infty$, $y_{12} = \infty$, $r_0 = R_2^0$.

Die entsprechenden Werte von P und V sind, wie leicht ersichtlich ist, gleich Null, so daß der bei (13_3) gegebene Wert für T ein unerreichbarer Grenzwert ist.

Von (3) und (11) erhält man:

$$S = \frac{2 c R_2^0}{R} \cdot \frac{y_{12}^2 + 1 + x_1^2}{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)} \qquad (15)$$

Von $\frac{d S}{d x_2} = 0$ erhält man die früher gefundene Relation:

$$x_2 (1 + x_1^2) = x_1 y_{12}^2 \qquad (4)$$

Setzt man diesen Wert für x_2 in den Ausdruck für S ein, erhält man:

$$S = 2 c \cdot \frac{R_2^0}{R_2} \cdot \frac{1 + x_1^2}{y_{12}^2 + 1 + x_1^2} . \qquad (15_1)$$

Dieser Ausdruck wird so groß wie möglich für $x_1 = 0$ und $y_{12}^2 = 0$, nämlich:

$$S = 2 c \cdot \frac{R_2^0}{R_2} = 2 c \cdot \frac{R_2^0}{r_0 + R_2^0} . \qquad (15_2)$$

Für einen sehr kleinen Wert von r_0 nähert dieser Ausdruck sich dem absoluten Maximum:

$$S_{\max} = 2 c , \qquad (15_3)$$

welches jedoch nur ein unerreichbarer Grenzwert ist, da gleichzeitig $V = 0$ ist.

§ 3. Für die in Fig. 4 gezeigte Schaltung ist unter den gegebenen Voraussetzungen:

$$R_1 = \varrho_0 + r \quad \text{und} \quad R_2 = R_2^0. \qquad (1)$$

Man hat:

$$U = \frac{R_2^0 E_0^2}{2} \cdot \frac{\omega^2 L_{12}^2 (R_2^2 + \alpha_2^2)}{A^2 + B^2} \qquad (2)$$

und

$$V = \left| c r_0 \frac{d U}{d R_1} \right| = \frac{c r_0 R_2^0 E_0^2 \omega^2 L_{12}^2 (R_2^2 + \alpha_2^2)^2 B}{(A^2 + B^2)^2}$$

$$= \frac{c r_0 R_2^0 E_0^2}{R_1^2 R_2} \cdot \frac{y_{12}^2 (y_{12}^2 + 1 + x_2^2)}{\{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 \cdot (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)\}^2} . \qquad (3)$$

Zur Bestimmung der Werte von x_1, welche V zum Maximum machen, hat man die Gleichung:

$$\frac{d V}{d x_1} = 0 .$$

Nach einigen Reduktionen erhält man hieraus:

$$x_1 (1 + x_2^2) = x_2 \, y_{12}^2. \tag{4}$$

Wird dieser Wert von x_1 in (3) eingesetzt, erhält man:

$$V = \frac{c\, r_0\, R_2^0\, E_0^2}{R_1^2\, R_2} \cdot \frac{y_{12}^2 (1 + x_2^2)^2}{(y_{12}^2 + 1 + x_2^2)^3} \quad . \tag{3$_1$}$$

Fig. 4.

Dieser Ausdruck ist Maximum für:

$$x_2 = \pm \sqrt{2\, y_{12}^2 - 1}, \tag{5}$$

und der entsprechende Wert ist:

$$V = \frac{4\, c}{27} \cdot \frac{r_0\, R_2^0\, E_0^2}{R_1^2\, R_2}, \tag{6}$$

welcher unabhängig von y_{12} ist.

Von (4) und (5) erhält man:

$$2 x_1 = x_2 = \pm \sqrt{2\, y_{12}^2 - 1}. \tag{5$_1$}$$

Die Verhältnisse sind also ganz analog denjenigen in § 2, nur sind x_1 und x_2 vertauscht.

Werden die Relationen (1) in (6) eingesetzt, erhält man:

$$V = \frac{4c}{27} \cdot \frac{r_0 E_0^2}{(r_0 + \varrho_0)^2}, \tag{6_1}$$

was Maximum für $r_0 = \varrho_0$ wird, nämlich:

$$V_{\max} = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}. \tag{6_2}$$

Für dieselben Stellungen und $r = r_0$ hat man:

$$U_0 = \frac{E_0^2}{18 \varrho_0}.$$

Die ganze verbrauchte Leistung ist:

$$P = \frac{E_0^2}{2 R_1} \cdot \frac{y_{12}^2 + 1 + x_2^2}{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)}. \tag{7}$$

Setzt man hier gemäß die (4_1) und (5_1) bestimmten Werte von x_1 und x_2 ein, sowie $r_0 = \varrho_0 = \frac{1}{2} R_1$, erhält man:

$$P = \frac{E_0^2}{6 \varrho_0}. \tag{7_1}$$

Der entsprechende Wert von T ist also:

$$T = \frac{2}{9} c.$$

Ferner ist:

$$M = \frac{r_0 E_0^2}{2 R_1^2} \cdot \frac{1 + x_2^2}{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)}. \tag{8}$$

Setzt man hier die bei (4_1) und (5_1) bestimmten Werte von x_1 und x_2 ein, sowie $r_0 = \varrho_0 = \frac{1}{2} R_1$, erhält man:

$$M = \frac{E_0^2}{18 \varrho_0}. \tag{8_1}$$

Der entsprechende Wert von S ist:

$$S = \tfrac{2}{3} c.$$

Von besonderem Interesse sind ferner die Verhältnisse für $x_1 = x_2 = 0$; setzt man immer $r_0 = \varrho_0 = \frac{R_1}{2}$ voraus, erhält man:

$$\left.\begin{array}{c} V = \frac{c}{4} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0} \cdot \frac{y_{12}^2}{(1 + y_{12}^2)^3}, \qquad T = c \cdot \frac{y_{12}^2}{(1 + y_{12}^2)^2}, \\ S = 2c \cdot \frac{y_{12}^2}{1 + y_{12}^2}. \end{array}\right\} \quad (9)$$

Der Ausdruck für V ist ganz derselbe wie der entsprechende in § 2 (Gleichung 12), während der Wert für T genau doppelt so groß wie der entsprechende in § 2 ist.

Die unter (9) gegebenen Größen sind in Fig. 5 dargestellt, indem die gewählten Bezeichnungen ganz mit den in Fig. 3 benutzten übereinstimmen.

Von (3) und (4) erhält man:

$$T = \frac{2\,c\,r_0\,R_2^0}{R_1\,R_2} \cdot \frac{y_{12}^2}{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2(y_{12}^2 + 2 - 2x_1\,x_2)}. \quad (10)$$

Man findet leicht, daß diese Größe Maximum für:

$$x_1 = x_2 = \pm\sqrt{y_{12}^2 - 1} \quad (11)$$

ist, und der entsprechende Wert von T ist, indem man gleichzeitig die Relationen $R_1^0 = R_2$ benutzt,

$$T = \frac{c\,r_0}{2\,R_1} = \frac{c\,r_0}{2\,(\varrho_0 + r_0)}, \quad (10_1)$$

welches für $r_0 = \varrho_0 = \frac{R_1}{2}$ den Wert $T = \frac{c}{4}$ ergibt.

Aus (10_1) ist ersichtlich, daß T für Werte von r_0, welche im Verhältnisse zu ϱ_0 groß sind, sich dem in der Praxis jedoch unerreichbaren Grenzwert $T = \frac{c}{2}$ nähert.

Aus (11) ist ersichtlich, daß T Maximum für ganz dieselben Einstellungen wie diejenigen ist, welche U zum Maximum machen[1]).

Fig. 6 zeigt die bei (11) bestimmten Werte x_1 und x_2, sowie teils die entsprechenden Werte von T (Linie T_1), teils die bei (9) bestimmten Werte von T (Kurve T_0).

Aus (3) und (8) erhält man:

$$S = \frac{2\,c\,R_1^0}{R_2} \cdot \frac{y_{12}^2(y_{12}^2 + 1 + x_2^2)}{(1 + x_2^2)\{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2(y_{12}^2 + 2 - 2\,x_1\,x_2)\}} \quad (12)$$

1) P. O. Pedersen, Jahrb. **3**, 283, 1909.

Fig. 5.

Man findet leicht, daß S Maximum für den durch:

$$x_1 (1 + x_2^2) = x_2 y_{12}^2$$

bestimmten Wert von x_1 ist. Setzt man diesen in (12) ein, erhält man:

$$S = \frac{2 c R_2^0}{R_2} \cdot \frac{y_{12}^2}{y_{12}^2 + 1 + x_2^2}. \tag{12_1}$$

Fig. 6.

welcher wiederum Maximum für $x_2 = 0$ ist; benutzt man gleichzeitig $R_2{}^0 = R_2$, erhält man:

$$S = 2c \cdot \frac{y_{12}{}^2}{1 + y_{12}{}^2}. \tag{12_2}$$

Für sehr große Werte von y_{12} nähert sich dies dem Grenzwerte $S = 2c$, aber gleichzeitig nähert sich, wie (9) zeigt, V dem Werte Null.

§ 4. Für die in Fig. 7 gezeigte Schaltung wird unter den gegebenen Voraussetzungen:

$$R_1 = \varrho_0 + R_1{}^0, \qquad R_2 = r, \tag{1}$$

und

$$U = \frac{R_1{}^0 E_0{}^2}{2} \cdot \frac{(R_2{}^2 + \alpha_2{}^2)^2}{A^2 + B^2}. \tag{2}$$

Hieraus ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} V &= \left| c r_0 \frac{d U}{d R_2} \right| = \\ &= \frac{c r_0 R_1{}^0 E_0{}^2}{R_1{}^2 R_2} \cdot \frac{y_{12}{}^2 (y_{12}{}^2 + 1 - x_2{}^2 - 2 x_1 x_2)}{\{(1 + x_1{}^2)(1 + x_2{}^2) + y_{12}{}^2 (y_{12}{}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)\}^2}. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Fig. 7.

Aus (3) ist ersichtlich, daß V Minimum ist, nämlich gleich Null für:

$$x_2{}^2 + 2 x_1 x_2 = 1 + y_{12}{}^2. \tag{4}$$

Für Stellungen, welche diese Relation befriedigen, ist also der Strom in dem Primärkreise unabhängig von kleinen Veränderungen des Widerstandes in dem Sekundärkreise.

Die Gleichungen:

$$\frac{d V}{d x_1} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d V}{d x_2} = 0$$

werden durch $x_1 = 0$ und $x_2 = 0$ befriedigt.

Setzt man diese Werte in (3) ein, erhält man:

$$V = \frac{c\, r_0\, R_1^0\, E_0^2}{R_1^2\, R_2} \cdot \frac{y_{12}^2}{(1 + y_{12}^2)^3}. \tag{3_1}$$

Dieser Ausdruck erhält seinen größten Wert, nämlich:

$$V = \frac{4\, c}{27} \cdot \frac{r_0\, R_1^0\, E_0^2}{R_1^2\, R_2}, \tag{3_2}$$

für $y_{12}^2 = \frac{1}{2}$. Man überzeugt sich leicht, daß man durch diese Stellung das absolute Maximum erreicht hat.

Unter Benutzung der Relationen (1) wird (3_2):

$$V = \frac{4\, c}{27} \cdot \frac{R_1^0\, E_0^2}{(\varrho_0 + R_1^0)^2}, \tag{3_3}$$

welcher den größten Wert für $R_1^0 = \varrho_0$ erhält, nämlich:

$$V_{\max} = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}. \tag{3_4}$$

Für dieselben Stellungen und $r = r_0$ hat man:

$$U_0 = \frac{E_0^2}{18\, \varrho_0}.$$

Die entsprechenden Werte für P und M sind:

$$P = \frac{E_0^2}{6\, \varrho_0} \quad \text{und} \quad M = \frac{E_0^2}{18\, \varrho_0};$$

folglich ist:

$$T = \tfrac{2}{9}\, c \quad \text{und} \quad S = \tfrac{2}{3}\, c.$$

Für $x_1 = x_2 = 0$ und $R_1^0 = \varrho_0$ erhält man:

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{c}{4} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0} \cdot \frac{y_{12}^2}{(1 + y_{12}^2)^3}, \quad T = c \cdot \frac{y_{12}^2}{(1 + y_{12}^2)^2}, \\ S &= c \cdot \frac{1}{1 + y_{12}^2}. \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

Diese drei Werte sind in Fig. 8 auf gewöhnliche Weise dargestellt. (Die Kurve V_0 stellt $\frac{27}{4} \cdot \frac{\varrho_0}{E_0^2} \cdot V$ dar.)

Man hat:

$$S = \frac{2\, c\, r_0\, R_1^0}{R_1\, R_2} \cdot \frac{y_{12}^2 + 1 - x_2^2 - 2 x_1 x_2}{(1 + x_1^2)(1 + x_2^2) + y_{12}^2 (y_{12}^2 + 2 - 2 x_1 x_2)}. \tag{6}$$

Dieser Ausdruck wird so groß wie möglich für $x_1 = x_2 = 0$; der entsprechende Wert ist:

$$S = \frac{2\,c\,r_0\,R_1^{\,0}}{R_1\,R_2} \cdot \frac{1}{1 + y_{12}^{\,2}} = 2\,c \cdot \frac{R_1^{\,0}}{\varrho_0 + R_1^{\,0}} \cdot \frac{1}{1 + y_{12}^{\,2}}\,. \qquad (6_1)$$

Für $R_1^{\,0}$ sehr groß im Verhältnisse zu ϱ_0 und für kleine Werte von y_{12} nähert dieser Wert sich dem absoluten Maximum, $S = 2c$; aber da gleichzeitig P und V sich Null nähern, ist das genannte Maximum nur ein unerreichbarer Grenzwert.

Fig. 8.

Man hat ferner:

$$T = \frac{2\,c\,r_0\,R_1^{\,0}}{R_1\,R_2} \cdot \frac{y_{12}^{\,2}(y_{12}^{\,2}+1-x_2^{\,2}-2\,x_1 x_2)}{(y_{12}^{\,2}+1+x_2^{\,2})\{(1+x_1^{\,2})(1+x_2^{\,2})+y_{12}^{\,2}(y_{12}^{\,2}+2-2\,x_1\,x_2)\}} \qquad (7)$$

T ist Maximum für $x_1 = x_2 = 0$ und $y_{12} = 1$; der entsprechende Wert ist:

$$T = \frac{c\,r_0\,R_1^{\,0}}{2\,R_1\,R_2} = \frac{c\,R_1^{\,0}}{2\,(\varrho_0 + R_1^{\,0})}\,, \qquad (7_1)$$

welcher, wenn $R_1^{\,0}$ im Verhältnis zu ϱ_0 groß ist, sich dem absoluten Maximum $T = \frac{c}{2}$ nähert, welches jedoch nur ein unerreichbarer Grenzwert ist, da gleichzeitig V sich Null nähert.

§ 5. Oben haben wir nur die Veränderungen in der Ausstrahlung betrachtet, welche durch unendlich kleine Variationen in dem Mikrophonwiderstande hervorgerufen werden. Wenn auch die Wiedergabe von sehr schwachen Schallwirkungen gerade von größtem Interesse bei der Beurteilung der Güte der Aufstellung ist, sind auf der anderen Seite die Amplituden des Mikrophons oft so kräftig, daß dieselben keineswegs als verschwindend klein bezeichnet werden können, und auch die Wiedergabe von solchen kräftigen Impulsen hat Interesse. Wir wollen deshalb in allen in § 1—4 gefundenen Stellungen, für welche V Maximum ist, die Abhängigkeit der Ausstrahlung von dem Widerstande des Mikrophons untersuchen. Der der Maximaleinstellung entsprechende, normale Wert dieses Widerstandes wird wie gewöhnlich r_0 genannt. Wir wollen nur die Rechnung für die im § 2 behandelte Schaltung durchführen. V ist hier Maximum für:

$$x_1 = 2x_2 = \pm\sqrt{2y_{12}^2 - 1}$$

und $r_0 = R_2^0$, während $R_1 = \varrho_0$ und $R_2 = r + R_2^0 = r + r_0$ ist.

Man findet leicht:

$$\alpha_1 = \pm\,\varrho_0\sqrt{\frac{\omega^2 L_{12}^2}{\varrho_0 r_0} - 1} \quad \text{und} \quad \alpha_2 = \pm\, r_0\sqrt{\frac{\omega^2 L_{12}^2}{\varrho_0 r_0} - 1}$$

Aus § 2 (Gleichung 2) folgt:

$$U = \frac{E_0^2}{2}\cdot\frac{r_0\,\omega^2 L_{12}^2}{(R_1^2+\alpha_1^2)(R_2^2+\alpha_2^2)+\omega^2 L_{12}^2(\omega^2 L_{12}^2+2R_1R_2-2\alpha_1\alpha_2)} \tag{1}$$

Setzt man obenstehende Werte für R_1, R_2, α_1 und α_2 ein, reduziert sich dieser Ausdruck auf:

$$U = \frac{E_0^2}{2\varrho_0}\cdot\frac{1}{\left(2+\frac{r}{r_0}\right)^2}. \tag{2}$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die Abhängigkeit der Ausstrahlung vom Mikrophonwiderstand r dieselbe in allen Stellungen ist, für welche V Maximum ist.

Für die in § 1 und 3 gefundenen Maximaleinstellungen für V gilt ebenfalls die Gleichung (2), während man für die im § 4 behandelte Aufstellung:

$$U = \frac{E_0^2}{2\varrho_0}\cdot\frac{1}{\left(2+\frac{r_0}{r}\right)^2} \tag{3}$$

erhält.

In Fig. 9 zeigt die Kurve I die Relation zwischen U und r entsprechend der Formel (2), während die Kurve II die der Formel (3) entsprechende Relation zeigt. Wie man sieht, verhalten die Schaltungen in § 1—3 sich selbst endlichen Widerstandsänderungen gegenüber ganz gleich, und die Schaltung in § 4 ist praktisch den drei anderen gleich. Daß die Ausstrahlung für die Kurve II mit dem Mikrophonwiderstande zunimmt, während U für die Kurve I abnimmt, wenn r wächst, ist natürlich für die Beurteilung der Güte der Schaltung gleichgültig.

Fig. 9.

Wir setzen in den vorhergehenden Ausführungen voraus, daß der normale Widerstand des Mikrophons gerade den Wert r_0 hatte, für welchen V Maximum ist. Wenn alle anderen Konstanten die richtigen Werte haben, während der normale Widerstand r des Mikrophons sich von r_0 unterscheidet, so wird V kleiner als V_{max}.

In Fig. 9 zeigt die Kurve III diese Abhängigkeit zwischen V und r entsprechend den in § 1—3 gezeigten Schaltungen, während die Kurve IV dieselbe Relation entsprechend der Kurve II zeigt. Man sieht, daß auch in dieser Beziehung alle vier Schaltungen praktisch

gleich gut sind, und man sieht gleichzeitig, daß Abweichungen in dem normalen Mikrophonwiderstande bis zu $\pm 30\,^0/_0$ von dem richtigen Werte keine große Bedeutung haben.

§ 6. Die vorstehenden Resultate deuten darauf hin, daß man, gleichviel welche Schaltung angewendet wird, höchstens $V = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^{\,2}}{\varrho_0}$ erreichen kann, während der entsprechende Wert $S = \frac{2}{3} c$ wird. Um Klarheit über dieses Verhältnis zu erhalten, wollen wir einen Primärkreis mit $n - 1$ Sekundärkreisen betrachten, indem wir uns vorläufig das Mikrophon im Primärkreise angebracht denken, welcher gleichzeitig einen Teil des Strahlungswiderstandes enthält, nämlich $R_1^{\,0}$, während alle Sekundärkreise den Rest des strahlenden Systems bilden.

Unter diesen Voraussetzungen hat man:

$$R_1 = \varrho_0 + r + R_1^{\,0}. \tag{1}$$

Aus einer früheren Abhandlung des Verfassers[1]) ersieht man leicht[2]), daß man mit den dort benutzten Bezeichnungen:

$$a_g = \frac{a_g'}{\sqrt{R_1}} \quad \text{und} \quad b_g = \frac{b_g'}{\sqrt{R_1}} \qquad (g = 2, 3 \ldots n) \tag{2}$$

hat, wo a_g' und b_g' von R_1 unabhängig sind.

Hieraus folgt wieder (l. c. S. 452):

$$a_1 = \frac{a_1'}{R_1} \quad \text{und} \quad b_1 = \frac{b_1'}{R_1}, \tag{3}$$

wo ebenfalls a_1' und b_1' unabhängig von R_1 sind.

Man findet leicht, daß:

$$U = P_e + \tfrac{1}{2} I_{1m}^{\,2} R_1^{\,0} = \frac{E_0^{\,2}}{2} \cdot \frac{b_1' + R_1^{\,0}}{(\alpha_1 - a_1')^2 + (R_1 + b_1')^2}\,, \tag{4}$$

wo $\alpha_1 = x_1 R_1$ unabhängig von R_1 ist. Folglich ist:

$$V = c\, r_0\, E_0^{\,2} \frac{(R_1^{\,0} + b_1')(R_1 + b_1')}{\{(\alpha_1 - a_1')^2 + (R_1 + b_1')^2\}^2}\,. \tag{5}$$

Dieser Ausdruck ist Maximum für $\alpha_1 = a_1'$, und der entsprechende Wert ist:

1) P. O. Pedersen, Jahrb. 4, 449, 1911.

2) l. c. die Gleichungen $(2_1'') \ldots (2_n'')$ S. 451.

$$V = c\, r_0\, E_0^{\,2} \frac{R_1^{\,0} + b_1'}{(R_1 + b_1')^3}. \qquad (5_1)$$

Man findet leicht, daß diese Größe Maximum für:

$$2 b_1' = R_1 - 3 R_1^{\,0} \qquad (6)$$

ist.

Da b_1' positiv sein soll (l. c. S. 456), ersieht man hieraus, daß V nur dann sein absolutes Maximum erreichen kann, wenn $R_1 \geqq 3 R_1^{\,0}$ ist.

Geht man davon aus, daß diese Relation befriedigt ist, und wenn man den Wert von b_1' aus (6) in (5_1) einsetzt, erhält man:

$$V = \frac{4c}{27} \cdot \frac{r_0 E_0^{\,2}}{(R_1 - R_1^{\,0})^2} = \frac{4c}{27} \cdot \frac{r_0 E_0^{\,2}}{(\varrho_0 + r_0)^2}, \qquad (5_2)$$

welcher für $r_0 = \varrho_0$ sein absolutes Maximum erreicht, nämlich:

$$V_{\max} = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^{\,2}}{\varrho^0}; \qquad (7)$$

also ganz denselben Wert wie der in § 1—4 gefundene.

Der entsprechende Wert für P ist:

$$P = \frac{E_0^{\,2}}{2} \cdot \frac{R_1 + b_1'}{(\alpha_1 - a_1')^2 + (R_1 + b_1')^2} = \frac{E_0^{\,2}}{2} \cdot \frac{1}{R_1 + b_1'} = \frac{E_0^{\,2}}{6 \varrho_0}. \qquad (8)$$

Gleichzeitig hat man:

$$\left.\begin{aligned} M = \frac{r_0}{R_1} \cdot P_1 = \frac{E_0^{\,2}}{2} \cdot \frac{r_0}{(\alpha_1 - a_1')^2 + (R_1 + b_1')^2} = \\ = \frac{E_0^{\,2}}{2} \cdot \frac{r_0}{(R_1 + b_1')^2} = \frac{E_0^{\,2}}{18 \varrho_0}. \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Folglich ist:

$$T = \tfrac{2}{9} c \quad \text{und} \quad S = \tfrac{2}{3} c. \qquad (10)$$

Ebenfalls ist der entsprechende Wert von U für $r = r_0$:

$$U_0 = \frac{E_0^{\,2}}{18 \varrho_0} \qquad (10_1)$$

Insofern das Mikrophon in dem Primärkreise angebracht ist, ergibt also (7) den größten Wert für V, welcher überhaupt erreicht werden kann, während (10) und (10_1) die entsprechenden Werte für T, S und U ergibt.

Für die Einstellungen, welche V zum Maximum machen, hat man im vorhergehenden stets:

$$U = U_0 \pm V = \left(1 \pm \frac{2}{3} c_0 \cdot \sin \frac{2\pi}{\tau} t\right) \cdot \frac{E_0^2}{18 \varrho_0}, \tag{11}$$

indem die Konstante c durch $c = c_0 \sin \cdot \frac{2\pi}{\tau} t$ ersetzt ist.

Für kleine Werte von c_0 kann U_0 gewissermaßen als durch einen Gleichstrom und einen superponierten Wechselstrom mit der Periode τ hervorgebracht betrachtet werden; der Gleichstrom führt dann die Energie U_0 per Sekunde, während die Leistung des Wechselstroms:

$$V_0 = \frac{c_0^2}{18} \cdot \frac{E_0^2}{18 \varrho_0} = \frac{c_0^2}{18} \cdot U_0 = \frac{c_0^2}{18} \cdot M \tag{12}$$

ist. Das Verhältnis $\frac{V_0}{U_0} = \frac{V_0}{M}$ ist daher gewöhnlich sehr klein.

Man kann auch ohne größere Schwierigkeiten beweisen, daß man durch Anbringung des Mikrophons in einem Sekundärkreis einen größeren Wert für V als den durch (7) bestimmten nicht erreichen kann. Dieser Beweis wird jedoch mit einigen, gekoppelte Schwingungskreise betreffenden Sätzen an anderer Stelle erbracht werden und wird deshalb hier übergangen.

§ 7. Zum Vergleich kann es von Interesse sein zu sehen, welche Werte man für die Größen V, S und T beim gewöhnlichen Fernsprechen erhalten kann. Diesen Betrachtungen legen wir die in Fig. 10 gezeigte einfache Aufstellung, wo man eine konstante Batterie mit EMK. E_0 Volt und inneren Widerstand ϱ_0 Ohm in Serie mit einem Mikrophon (normal Widerstand r_0 Ohm) und einen Empfänger mit Widerstand R Ohm hat, zugrunde. Die Energie, welche dem Empfänger per Sekunde zugeführt wird, ist wie gewöhnlich mit U bezeichnet.

Man findet leicht, daß $V = \left| c\, r_0 \frac{d\,U}{d\,r} \right|$ Maximum für $r_0 = R = \varrho_0$ ist, und:

$$V_{\max} = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}. \tag{1}$$

Der entsprechende Wert für U ist:

$$U_0 = \frac{E_0^2}{9 \varrho_0}.$$

Man kann also denselben Wert für V in beiden Fällen erreichen, wenn der innere Widerstand der Energiequellen

derselbe ist und wenn die elektromotorische Kraft der Batterie gleich dem Maximalwert der EMK. des Hochfrequenzgenerators ist.

Die (1) entsprechenden Werte von S und T sind:

$$S = \frac{c}{8} \quad \text{und} \quad T = \frac{c}{9}. \tag{2}$$

Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.

Sowohl der Energieverbrauch des Mikrophons als der gesamte Energieverbrauch sind also doppelt so groß wie die entsprechenden Werte beim drahtlosen Fernsprechen.

Man findet ebenfalls, daß:

$S_{max} = 2c$ (für R sehr groß im Vergleiche mit $r_0 + \varrho_0$)

und

$T_{max} = \frac{1}{2}c$ (für $r_0 = R$ und R sehr groß im Vergleiche mit ϱ_0)

sind.

Die maximalen Werte für T und S haben also ganz dieselbe Größe in den beiden Fällen, und in beiden Fällen sind diese maximalen Werte nur Grenzwerte, welche in der Praxis nicht erreicht werden können, da die benutzte Energiemenge für diese Werte auf Null sinkt.

§ 8. Aus Vorstehendem folgt, daß man dieselben Maximalwerte für V, S und T für alle in § 1—4 behandelten Diagramme erreichen kann, und daß überhaupt keine höheren Werte für die genannten Größen durch Anwendung von anderen Schaltungen erreicht werden können. Infolgedessen werden hauptsächlich andere Rücksichten für die Wahl der zu benutzenden Aufstellung entscheidend. Folgende Verhältnisse verdienen hier Aufmerksamkeit: Damit V Maximum wird, ist es für die in § 1 behandelte Schaltung (Fig. 1) erforderlich, daß alle drei Widerstände ϱ_0, r_0 und R_1^0 gleich groß sind, während für die in § 2—4 (Fig. 2, 4, 7) behandelten Schaltungen nur erforderlich ist, daß zwei der genannten Widerstände gleich groß sind.

Fig. 13.

Schreitet man schließlich zur Anwendung von drei Kreisen, so kann der Wert aller drei Widerstände willkürlich sein. Benutzt man z. B. die in Fig. 11 und 12 gezeigten Schaltungen, so ist V Maximum, nämlich gleich $\frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}$, für $x_1 = x_2 = x_3 = 0$ und $y_{12}^2 = y_{23}^2 = 1$, während gleichzeitig $S = \frac{2}{3} c$ und $T = \frac{1}{9} c$ ist. Für die in Fig. 13 gezeigte Aufstellung ist $V = \frac{c}{27} \cdot \frac{E_0^2}{\varrho_0}$, $S = \frac{2}{3} c$ und $T = \frac{2}{9} c$ für $x_1 = x_2 = x_3 = 0$ und $y_{12}^2 = y_{13}^2 = 1$. Von diesen drei Aufstellungen wird man wohl in der Regel die letzte vorziehen, für welche T den größten Wert hat.

Man kann somit durch Benutzung von mehreren Schwingungs-

kreisen größere Freiheit in der Wahl des Widerstandes der einzelnen Teile erreichen, aber man muß dann auf der anderen Seite die Verluste in den Kauf nehmen, welche in diesen Schwingungskreisen selbst stattfinden, Verluste, welche stets innerhalb enger Grenzen gehalten werden können.

Es wird niemals ein Grund vorliegen, mehr als drei Schwingungskreise anzuwenden.

B. Poulsen-Generatoren.

§ 9. Bevor wir zur Besprechung der Anwendung des **Poulsen**-Generators zur drahtlosen Telephonie übergehen, wollen wir erst einige einleitende Betrachtungen bezüglich der in Fig. 14 gezeigten Aufstellung machen, wo an den Generatorkreis (*1*) ein Sekundärkreis (*2*) gekoppelt ist, indem wir folgende vereinfachende Voraussetzungen einführen.

Der Bogen kann in seinem Verhältnisse gegenüber den auftretenden Wechselströmen durch einen Leiter mit einem negativen Widerstand, dessen numerischer Wert $\overline{R}$ Ohm ist, ersetzt werden.[1])

Der Rest des Primärkreises hat einen Widerstand von R_1' Ohm, so daß $R_1 = -\overline{R} + R_1'$ ist. Kreis *2* hat einen Widerstand von R_2 Ohm.

Bei den speziellen Anwendungen geht man wie unter A. davon aus, daß man von den Verlusten in den Schwingungskreisen selbst absehen kann, so daß R_1 und R_2 in diesen Fällen die Summe des Widerstandes der in den betreffenden Kreis eingehenden Apparate (Mikrophon und Antenne) bezeichnen. Wie unter A. gilt jedoch ein Teil der erreichten Resultate unabhängig von dieser Annahme. Die entsprechenden Relationen werden deshalb erst benutzt, wenn es notwendig ist; solange der Widerstand mit R_1 und R_2 bezeichnet ist, gelten die Formeln unabhängig von dieser Annahme.

Zur Bestimmung der freien Schwingungen in dem in Fig. 14 gezeigten, gekoppelten System hat man, indem nur induktive Koppelung in Betracht gezogen wird, bekanntlich folgende zwei Gleichungen:

$$\frac{d^2 Q_1}{d t^2} + 2 \varkappa_1 \frac{d Q_1}{d t} + h_1^2 Q_1 + \varrho_1 \frac{d^2 Q_2}{d t^2} = 0, \tag{1}$$

1) Selbst wenn der Bogen auch im Besitze einer **konstanten** Selbstinduktion oder Kapazität ist, hat dieses Verhältnis keine wesentliche Bedeutung für die nachfolgenden Untersuchungen, oder für die erreichten Resultate.

Fig. 14.

Fig. 14a.

$$\frac{d^2 Q_2}{d t^2} + 2 \varkappa_2 \frac{d Q_2}{d t} + h_2^2 Q_2 + \varrho_2 \frac{d^2 Q_1}{d t^2} = 0. \tag{2}$$

Differenziert man diese Gleichungen zweimal und eliminiert man Q_1 oder Q_2, so erhält man eine Gleichung der Form:

$$\left.\begin{aligned}(1-\varrho^2)\cdot\frac{d^4 Q}{d t^4} + 2(\varkappa_1+\varkappa_2)\frac{d^3 Q}{d t^3} + (h_1^2 + h_2^2 + 4\varkappa_1\varkappa_2)\frac{d^2 Q}{d t^2} + \\ + 2(\varkappa_2 h_1^2 + \varkappa_1 h_2^2)\frac{d Q}{d t} + h_1^2 h_2^2 Q = 0.\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Setzt man $Q = Q_m \cdot e^{j\omega t}$, so erhält man folgende Gleichung zur Bestimmung von ω:

$$(1-\varrho^2)\cdot\omega^4 + 2(\varkappa_1+\varkappa_2)\omega^3 + (h_1^2+h_2^2+4\varkappa_1\varkappa_2)\omega^2 + \\ + 2(\varkappa_2 h_1^2 + \varkappa_1 h_2^2)\omega + h_1^2 h_2^2 = 0 \qquad (I_1)$$

Sind die vier Wurzeln in dieser Gleichung:

$$\left.\begin{array}{ll} \omega_1 = -p_1 + j n_1 & \omega_2 = -p_1 - j n_1 \\ \omega_3 = -p_2 + j n_2 & \omega_4 = -p_2 - j n_2 \end{array}\right\} \qquad (3)$$

so ist der Ausdruck für Q:

$$Q = e^{-p_1 t}\cdot(A_1 e^{j n_1 t} + A_2 e^{-j n_1 t}) + e^{-p_2 t}(A_3 e^{j n_2 t} + A_4 e^{-j n_2 t}) \\ = e^{-p_1 t}(B_1 \cos n_1 t + B_2 \sin n_1 t) + e^{-p_2 t}(B_3 \cos n_2 t + B_4 \sin n_2 t), \qquad (4)$$

wo $A_1 \ldots A_4$ und $B_1 \ldots B_4$ willkürliche Konstanten sind.

Zwischen den Wurzeln (3) und den Koeffizienten in (I) hat man folgende Relationen:

$$\left.\begin{array}{ll} (1-\varrho^2)(p_1+p_2) = \varkappa_1+\varkappa_2 \ldots\ldots & (a) \\ (1-\varrho^2)\cdot[n_1^2+p_1^2+n_2^2+p_2^2+4p_1p_2] = h_1^2+h_2^2+4\varkappa_1\varkappa_2 & (b) \\ (1-\varrho^2)\cdot[p_2(n_1^2+p_1^2)+p_1(n_2^2+p_2^2)] = \varkappa_2 h_1^2+\varkappa_1 h_2^2 \,. & (c) \\ (1-\varrho^2)\cdot(n_1^2+p_1^2)\cdot(n_2^2+p_2^2) = h_1^2 h_2^2 \ldots\ldots & (d) \end{array}\right\} \qquad (5)$$

Aus der Gleichung (4) ist ersichtlich, daß man nur kontinuierliche Schwingungen erhält, wenn der eine der Dämpfungsexponenten — wir nehmen im folgenden p_1 an — gleich Null ist, während der andere $p_2 \geqq 0$ ist. Wenn p_2 positiv ist, wird nämlich die Schwingung, welche dem letzten Gliede in (4) entspricht, nach und nach abklingen; und da wir hier nur die Fälle betrachten, wo die Frequenz der benutzten, elektrischen Schwingungen so groß ist, daß man die Verhältnisse unter der variierenden Sprecheinwirkung als stationär betrachten kann, können wir folglich von dem erwähnten Gliede absehen. Ist $p_2 = 0$ so hat man zwei kontinuierliche Schwingungen mit verschiedener Schwingungszahl. In diesem Falle ist nur die Schwingung nützlich, deren Frequenz mit derjenigen des Empfängers übeinstimmt.

Ist dagegen $p_2 < 0$, nimmt — gemäß (4) — die Schwingung mit Frequenz n_2 mit der Zeit zu; der Zustand ist in diesem Falle instabil.

Wir setzen im folgenden voraus, daß die positiven Konstanten $\varkappa_2$, h_1, h_2 und ϱ^2 gegeben sind und stellen eben-

falls fest, daß $p_1 = 0$ sein soll. Die vier Gleichungen (5) dienen dann zur Bestimmung der Konstanten $\varkappa_1$, p_2, n_1 und n_2.

Die folgende Behandlung umfaßt jedoch nicht den allgemeinen Fall, wo die Konstanten $\varkappa_2$, h_1, h_2 und ϱ^2 ganz willkürliche Werte haben, sondern betrifft nur einige wichtige und besonders charakteristische Grenzfälle.

§ 10. Wir wollen erst den Fall betrachten, in welchem $h_1 = h_2 = h$ ist.

Aus Gleichung (5a) und (5c) in § 9 erhält man:

$$(1 - \varrho^2) \cdot p_2 = \varkappa_1 + \varkappa_2, \tag{1}$$

und

$$(1 - \varrho^2) \cdot p_2 \, n_1^{\,2} = (\varkappa_1 + \varkappa_2) \cdot h^2. \tag{2}$$

Hieraus ist ersichtlich, daß:

$$n_1 = h \tag{3}$$

ist.

Aus (5d) erhält man danach:

$$n_2^{\,2} + p_2^{\,2} = \frac{h^2}{1 - \varrho^2}. \tag{4}$$

Setzt man diese Werte in (5b) ein, erhält man:

$$4\varkappa_1 \varkappa_2 + \varrho^2 h^2 = 0. \tag{5}$$

Aus (1) und (5) folgt:

$$p_2 = \frac{4\varkappa_2^{\,2} - \varrho^2 h^2}{4\varkappa_2 (1 - \varrho^2)} \tag{6}$$

wonach (4):

$$n_2^{\,2} = \frac{16\varkappa_2^{\,2}(h^2 - \varkappa_2^{\,2}) - 8\varkappa_2^{\,2}\varrho^2 h^2 - \varrho^4 h^4}{16\varkappa_2^{\,2}(1 - \varrho^2)^2} \tag{7}$$

ergibt.

Die Gleichungen (3), (5), (6) und (7) bestimmen die vier gesuchten Größen n_1, $\varkappa_1$, p_2 und n_2 als Funktionen der gegebenen Größen h, $\varkappa_2$ und ϱ^2.

Um stabile, kontinuierliche Schwingungen zu erhalten, muß man laut (6) immer haben:

$$4\varkappa_2^{\,2} \geqq \varrho^2 h^2. \tag{8}$$

Diese Relation kann auch in eine der folgenden Formen gebracht werden:

$$\delta_2 \geqq \pi\varrho, \qquad \varkappa_1 + \varkappa_2 \geqq 0, \qquad R_1 C_1 + R_2 C_2 \geqq 0. \tag{8$_1$}$$

Wir setzen im folgenden voraus, daß diesen Relationen selbst nach Auslassung des Gleichheitszeichens genügt ist, was in der Regel stets bei den in der Praxis benutzten Aufstellungen der Fall ist[1]).

Bevor wir zur Anwendung der gewonnenen Resultate auf den in Fig. 16, 18 und 21 gezeigten Schaltungen zur drahtlosen Telephonie schreiten, wollen wir noch einige allgemeine Formeln ableiten.

Gleichung (5) kann geschrieben werden:

$$R_1 R_2 + h^2 L_{12}{}^2 = 0\,, \qquad R_1 = -\frac{h^2 L_{12}{}^2}{R_2}. \tag{5_1}$$

R_1 und $\varkappa_1$ sind deshalb immer negativ. Aus (5_1) und der Definition für $\overline{R}$ folgt:

$$\overline{R} = R_1' + \frac{h^2 L_{12}{}^2}{R_2}. \tag{9}$$

Indem wir von der Schwingung mit Frequenz n_2 absehen, können wir den Ausgangspunkt für die Zeitrechnung derart wählen, daß der Strom i_1 in dem Primärkreise durch:

$$i_1 = I_{1m} \cos h t \tag{10}$$

bestimmt wird.

Aus der Gleichung (1) § 9 folgt dann:

$$2\,\varkappa_1 I_{1m} \cos h t + \varrho_1 \frac{d i_2}{d t} = 0$$

also:

---

1) Wir sehen außerdem davon ab, daß man noch zwei zusammenfallende Lösungen der Gleichungen (5a)—(5d) in § 9 hat, nämlich:

$$\varkappa_1 + \varkappa_2 = 0$$

welcher

$$p_2 = 0$$

und

$$\left.\begin{matrix} n_1{}^2 \\ n_2{}^2 \end{matrix}\right\} = \frac{h^2 - 2\,\varkappa_2{}^2 \mp \sqrt{\varrho^2 h^4 - 4\,\varkappa_2{}^2 h^2 + 4\,\varkappa_2{}^4}}{1 - \varrho^2}$$

entspricht.

Für $4\varkappa_2{}^2 > \varrho^2 h^2$ ist die entsprechende Bogenstellung instabil, während dieselbe für $4\varkappa_2{}^2 < \varrho^2 h^2$ zwei kontinuierliche Schwingungen mit verschiedenen Schwingungszahlen erzeugen kann. Der Verlauf derselben ist in Fig. 14a angegeben.

Eine nähere Diskussion dieser Lösung und Untersuchung der Stabilitätsverhältnisse gekoppelter Bogenkreise wird jedoch erst bei einer späteren Gelegenheit gegeben.

$$i_2 = -\frac{2\varkappa_1}{\varrho_1 h} I_{1m} \sin h t = \frac{\varrho_2 h}{2\varkappa_2} I_{1m} \sin h t = \frac{h L_{12}}{R_2} I_{1m} \sin h t. \quad (11)$$

Die Gleichungen (10) und (11) bestimmen zusammengehörende Stromstärken für den Primär- und den Sekundärkreis. Hier ist die Stromstärke I_{1m} indessen nicht willkürlich, sondern dieselbe muß eine derartige Größe haben, daß der negative Widerstand $\bar{R}$ des Bogens gerade den bei (9) bestimmten Wert erhält.

In Fig. 15 stellt die Kurve $a\,o\,b$ ein Stück der Leistungskurve des Bogens dar, indem $\bar{R}$ als Abszisse und die vom Bogen entwickelte Leistung A als Ordinat abgesetzt ist. Wir wollen den Zustand in der Nähe des Punktes o entsprechend dem Widerstande $\bar{R}_0$ und der Leistung G betrachten, und setzen voraus, daß der Differentialquotient $\frac{dA}{d\bar{R}}$ in diesem Punkte den Wert g hat. In unmittelbarer Nähe des Punktes o gilt dann folgende Relation:

$$A = G + g(\bar{R} - \bar{R}_0) = \tfrac{1}{2} I_{1m}^2 \bar{R} \quad (12)$$

also:

$$\left.\begin{aligned} I_{1m}^2 &= \frac{2}{\bar{R}}(G + g(\bar{R} - \bar{R}_0)) = \\ &= \frac{2 R_2}{R_1' R_2 + h^2 L_{12}^2}\left(G + g\left(R_1' + \frac{h^2 L_{12}^2}{R_2} - \bar{R}_0\right)\right) \end{aligned}\right\} \quad (12_1)$$

§ 11. Für die in Fig. 16 gezeigte Anordnung hat man unter den gegebenen Voraussetzungen:

$$R_1' = 0 \quad \text{und} \quad R_2 = r + R_2^0 \quad (1)$$

also:

$$\bar{R} = \frac{h^2 L_{12}^2}{R_2} = \frac{h^2 L_{12}^2}{r + R_2^0}. \quad (2)$$

Wenn man diese Werte in die Gleichung (12_1) § 10 einführt, erhält man:

$$I_{1m}^2 = \frac{2 R_2}{h^2 L_{12}^2} \cdot \left(G + g\left(\frac{h^2 L_{12}^2}{R_2} - \bar{R}_0\right)\right). \quad (3)$$

Aus dieser Gleichung und (11) § 10 folgt:

$$U = \frac{R_2^2}{R_3}\left(G + g\left(\frac{h^2 L_{12}^2}{R_2} - \bar{R}_0\right)\right). \quad (4)$$

Hieraus erhält man:

$$V = \left| c\, r_0 \frac{d\, U}{d\, R_2} \right| = \frac{c\, r_0\, R_2^{\,0}}{R_2^{\,2}} \left[G + g \left(\frac{2\, h^2\, L_{12}^{\,2}}{R_2} - \overline{R}_0 \right) \right]. \tag{5}$$

Da der Punkt o in Fig. 15 einen stabilen Schwingungspunkt des Bogens darstellt, so ist $\frac{h^2\, L_{12}^{\,2}}{R_2^{\,0} + r_0} = \overline{R}_0$; folglich wird (5) auf

$$V = c\, r_0 \frac{R_2^{\,0}}{(r_0 + R_2^{\,0})^2} (G + g\, \overline{R}_0) \tag{5_1}$$

reduziert.

Fig. 15.

Fig. 16.

Für $r_0 = R_2^{\,0}$ nimmt der Koeffizient vor der Klammer seinen größten Wert $\frac{c}{4}$ an, und man erhält:

$$V = \frac{c}{4} (G + g\, \overline{R}_0). \tag{5_2}$$

Die entsprechenden Werte für T und S sind:

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{V}{G} = \frac{c}{4} \left(1 + \frac{g\, \overline{R}_0}{G} \right), \\ S &= 2\, T = \frac{c}{2} \left(1 + \frac{g\, \overline{R}_0}{G} \right). \end{aligned} \right\} \tag{6}$$

Maximum von V, bestimmt durch (5_2), erhält man, wenn man den Punkt der Leistungskurve des Bogens benutzt, für welchen $(G + g\bar{R}_0)$ Maximum ist.

Die Größe $g\bar{R}_0$ findet man sehr leicht graphisch, wie in Fig. 15 angedeutet. Wenn die Leistung konstant ist, so ist $g = 0$ und die obenstehende Gleichung wird auf

$$V = \frac{c}{4} G, \qquad T = \frac{c}{4}, \qquad S = \frac{c}{2} \qquad (5_3), (6_1)$$

reduziert.

Ist dahingegen die Leistungskurve eine gerade Linie durch den Anfangspunkt, also $G = g\bar{R}_0$, so wird der entsprechende Ausdruck:

$$V = \frac{c}{2} G, \qquad T = \frac{c}{2}, \qquad S = c. \qquad (5_4), (6_2)$$

In Fig. 17 zeigt I ein Beispiel einer Leistungskurve, während II die entsprechende $(G + g\bar{R}_0)$-Kurve und III die $\left(1 + g\frac{\bar{R}_0}{G}\right)$-Kurve darstellt[1]).

§ 12. Für die in Fig. 18 gezeigte Schaltung hat man unter den gegebenen Voraussetzungen:

$$R_1' = R_1{}^0 \quad \text{und} \quad R_2 = r \qquad (1)$$

also:

$$\bar{R} = R_1{}^0 = \frac{h^2 L_{12}{}^2}{R_2}. \qquad (2)$$

Auf dieselbe Weise wie oben findet man:

$$V = \frac{c\, r_0\, R_1{}^0 (\bar{R}_0 + R_1{}^0)}{R_2\, \bar{R}_0{}^2} \cdot (G - g\bar{R}_0) \qquad (3)$$

Der Koeffizient vor der letzten Klammer ist Maximum für $R_1{}^0 = \frac{1}{2}\bar{R}_0$; führt man ferner $R_2 = r_0$ ein, erhält man:

$$V = \frac{c}{4}(G - g\bar{R}_0). \qquad (3_1)$$

1) Die Leistungskurve ist mit konstantem Bogenstrom aufgenommen, und es wird vorausgesetzt, daß die Drosselspulen in Fig. 14 genügend groß sind, um eine merkbare Schwankung des Gleichstromes während des Sprechens zu verhindern.

Die entsprechenden Werte für T und S sind:

$$T = \frac{c}{4}\left(1 - \frac{g\,\bar{R}_0}{G}\right), \qquad S = \frac{c}{2}\left(1 - \frac{g\,\bar{R}_0}{G}\right). \tag{4}$$

Fig. 17.

Fig. 18.

Die graphische Konstruktion von $G - g\,\bar{R}_0$ geht aus Fig. 19 hervor, indem $a\,o\,b$ ein Stück der Leistungskurve des Bogens ist.

Fig. 20 zeigt für dieselbe Leistungskurve wie die in Fig. 17 benutzte das Aussehen der $(G - g\,\bar{R}_0)$- und $\left(1 - g\frac{\bar{R}_0}{G}\right)$-Kurven.

§ 13. Für die in Fig. 21 gezeigte Schaltung erhält man, wenn $r_0 = \frac{1}{2}\overline{R_0}$ und $R_2{}^0 = R_2$ ist, genau dieselben Werte für die Größen V, T und S, nämlich:

$$V = \frac{c}{4}(G - g\,\overline{R}_0); \quad T = \frac{c}{4}\left(1 + \frac{g\,\overline{R}_0}{G}\right); \quad S = \frac{c}{2}\left(1 - \frac{g\,\overline{R}_0}{G}\right).$$

Fig. 19.

Fig. 20.

Fig. 21.

§ 14. Für die in Fig. 22 gezeigte direkte Schaltung mit sowohl Mikrophon wie Antenne im Primärkreise hat man:

$$\overline{R} = R_1{}^0 + r. \qquad (1)$$

In der Nähe des Punktes o auf der Leistungskurve (Fig. 15) kann man wie gewöhnlich:

$$A = G + g(\overline{R} - \overline{R}_0) = \tfrac{1}{2} I_{1m}^2 \overline{R} \tag{2}$$

setzen.

Folglich ist:

$$I_{1m}^2 = \frac{2}{\overline{R}}\left(G + g(\overline{R} - \overline{R}_0)\right) = \frac{2}{R_1^0 + r}\left(G + g(r - r_0)\right), \tag{2$_1$}$$

wo r_0 wie gewöhnlich der $R = \overline{R}_0$ entsprechende normale Mikrophonwiderstand ist.

Aus (2) folgt:

$$U = \frac{R_1^0}{R_1^0 + r}\left(G + g(r - r_0)\right) \tag{3}$$

und

$$V = \frac{c\, r_0\, R_1^0}{(R_1^0 + r_0)^2}\left(G - g(R_1^0 + r_0)\right). \tag{4}$$

Der Koeffizient vor der Klammer ist Maximum für $r_0 = R_1^0 = \frac{1}{2}\overline{R}_0$, nämlich gleich $\frac{c}{4}$.

Der entsprechende Wert von V ist:

$$V = \frac{c}{4}(G - g\overline{R}_0). \tag{4$_1$}$$

Dem entspricht:

$$T = \frac{c}{4}\left(1 - \frac{g\overline{R}_0}{G}\right) \text{ und } S = \frac{c}{2}\left(1 - \frac{g\overline{R}_0}{G}\right). \tag{5}$$

Also ganz dasselbe Resultat wie in § 12 u. 13.

§ 15. Obige Untersuchung zeigt die außerordentlich große Bedeutung, welche die Form der Leistungskurve des Bogens bei dessen Anwendung für die drahtlose Telephonie hat. Bei einer rationellen, experimentalen Untersuchung betreffs der Anwendung des Bogens auf diesem Gebiete verdient das Studium der Leistungskurve und der Verhältnisse, welche Einfluß auf dessen Verlauf haben, große Beachtung.

Ob es an und für sich vorteilhaft ist, die in Fig. 16 oder die in Fig. 18, 21 oder 22 gezeigten Schaltungen anzuwenden, hängt von der Form der Leistungskurve ab. In der Praxis ist hier, wie bei dem mechanischen Hochfrequenz-Generator die Rücksicht auf den Widerstand

der benutzten Apparate von großer Bedeutung. Hier gestattet wie gewöhnlich die direkte Schaltung, wo sowohl Mikrophon als Antenne in den Bogenkreis (Fig. 22) eingehen, die geringste Freiheit in der Wahl der Widerstände, indem dieselbe zwecks Erreichung der besten Wirkung erfordert, daß der Widerstand des Mikrophons und der Antenne gleich groß und gleich der Hälfte des negativen Widerstandes

Fig. 22. Fig. 23. Fig. 24.

des Bogens sind. Da letzterer der vorteilhaftesten Stelle in der Leistungskurve entsprechen soll, sieht man, daß alle drei Widerstände bestimmte Werte haben müssen. Für Fig. 21 kann der Widerstand der Antenne willkürlich sein, während der Widerstand des Mikrophons gleich der Hälfte des negativen Bogenwiderstandes sein soll. Für Fig. 18 gilt das umgekehrte Verhältnis. Fig. 16 nimmt insofern eine Sonderstellung ein, als dieselbe nur erfordert, daß die Widerstände des Mikrophons und der Antenne gleich groß sind; in diesem Falle kann man, durch Variation der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis,

auf den vorteilhaftesten, negativen Bogenwiderstand einstellen. Diese Schaltung wird wohl auch am meisten in der Praxis benutzt.

§ 16. Wir gehen alsdann zur Betrachtung des Falles über, in welchem $h_2 = 0$, während h_1 willkürlich ist. Den weiteren Untersuchungen legen wir die in Fig. 23 gezeigte Schaltung zugrunde. Da wir von dem Widerstande in den Spulen selbst absehen, wird diese Aufstellung der in Fig. 24 gezeigten ganz äquivalent.

In diesem Falle reduziert sich die Gleichung (I_1) in § 9 auf:

$$(1-\varrho^2)\,\omega^3 + 2(\varkappa_1+\varkappa_2)\,\omega^2 + (h_1{}^2 + 4\,\varkappa_1\varkappa_2)\,\omega + 2\,\varkappa_2 h_1{}^2 = 0. \qquad \text{(II)}$$

Sind die Wurzeln dieser Gleichung:

$$\omega_1 = -p_1 + j\,n_1, \qquad \omega_2 = -p_1 - j\,n_1 \quad \text{und} \quad \omega_3 = -2\,p_2$$

so hat man:

$$\left.\begin{aligned}
&(1-\varrho^2)(p_1+p_2) = \varkappa_1 + \varkappa_2 \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;. && \text{(a)}\\
&(1-\varrho^2)\left[n_1{}^2 + p_1{}^2 + 4\,p_1 p_2\right] = h_1{}^2 + 4\,\varkappa_1\varkappa_2 \;. && \text{(b)}\\
&(1-\varrho^2)\,p_2\,(n_1{}^2 + p_1{}^2) = \varkappa_2 h_1{}^2 \;.\;.\;.\;.\;.\;. && \text{(c)}
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Setzt man hier $p_1 = 0$ ein, erhält man zur Bestimmung von n_1, p_2 und $\varkappa_1$ folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
&(1-\varrho^2)\,p_2 = \varkappa_1 + \varkappa_2 \;.\;. \quad \text{(a)}\\
&(1-\varrho^2)\,n_1{}^2 = h_1{}^2 + 4\,\varkappa_1\varkappa_2 \quad \text{(b)} \qquad (1-\varrho^2)\,n_1{}^2 p_2 = \varkappa_2 h_1{}^2 \quad \text{(c)}
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Hieraus erhält man:

$$\left.\begin{aligned}
n_1{}^2 &= \frac{h_1{}^2 - 4\,\varkappa_2{}^2 - \sqrt{(h_1{}^2 - 4\,\varkappa_2{}^2)^2 + 16\,(1-\varrho^2)\,\varkappa_2{}^2 h_1{}^2}}{2\,(1-\varrho^2)} = \\
&= \frac{h_1{}^2 - 4\,\varkappa_2{}^2 + \sqrt{(h_1{}^2 + 4\,\varkappa_2{}^2)^2 - 16\,\varrho^2\varkappa_2{}^2 h_1{}^2}}{2\,(1-\varrho^2)}
\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$\left.\begin{aligned}
\varkappa_1 &= -\frac{h_1{}^2 + 4\,\varkappa_2{}^2 - \sqrt{(h_1{}^2 - 4\,\varkappa_2{}^2)^2 + 16\,(1-\varrho^2)\,\varkappa_2{}^2 h_1{}^2}}{8\,\varkappa_2} = \\
&= -\frac{h_1{}^2 + 4\,\varkappa_2{}^2 - \sqrt{(h_1{}^2 + 4\,\varkappa_2{}^2)^2 - 16\,\varrho^2\varkappa_2{}^2 h_1{}^2}}{8\,\varkappa_2}
\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

$$\left.\begin{aligned}
p_2 &= \frac{-h_1{}^2 + 4\,\varkappa_2{}^2 + \sqrt{(h_1{}^2 - 4\,\varkappa_2{}^2)^2 + 16\,(1-\varrho^2)\,\varkappa_2{}^2 h_1{}^2}}{8\,\varkappa_2\,(1-\varrho^2)} = \\
&= \frac{-h_1{}^2 + 4\,\varkappa_2{}^2 + \sqrt{(h_1{}^2 + 4\,\varkappa_2{}^2)^2 - 16\,\varrho^2\varkappa_2{}^2 h_1{}^2}}{8\,\varkappa_2\,(1-\varrho^2)}
\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Setzt man hier $1 - \varrho^2 = \sigma^2$ und $z = \frac{2\varkappa_2}{h_1} = \frac{R_2}{L_2}\sqrt{L_1 C_1}$ ein, nehmen diese Ausdrücke die folgende Form an:

$$n_1^{\,2} = \frac{1 - z^2 + \sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}{2\sigma^2} \cdot h_1^{\,2}, \qquad (3_1)$$

$$\varkappa_1 = \frac{-(1 + z^2) + \sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}{2 z^2} \cdot \varkappa_2, \qquad (4_1)$$

$$p_2 = \frac{-(1 - z^2) + \sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}{2 z^2 \sigma^2} \cdot \varkappa_2. \qquad (5_1)$$

Fig. 25 gibt für das Gebiet $0 \leqq z \leqq 2$ eine graphische Darstellung des Verhältnisses $\left(\frac{n_1}{h_1}\right)^2$ für verschiedene Werte von ϱ^2, berechnet nach Formel (3_1).

Besonderes Interesse bietet hier der Fall $\varrho^2 = 1$ dar. Für $0 \leqq z \leqq 1$ wird hier augenscheinlich $\left(\frac{n_1}{h_1}\right)^2 = \infty$, während (3_1) für $z > 1$ die folgende Form annimmt:

$$\left.\begin{aligned} \lim_{(\sigma^2=0)} \left(\frac{n_1}{h_1}\right)^2 = \lim_{(\sigma^2=0)} \frac{1 - z^2 + (z^2 - 1)\sqrt{1 + \frac{4\sigma^2 z^2}{(z^2-1)^2}}}{2\sigma^2} &= \\ = \frac{z^2}{z^2 - 1}&. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Gleichung (3) zeigt, daß n_1 von $\varkappa_2 = \frac{R_2}{2L_2} = \frac{r}{2L_2}$, also von dem Mikrophonwiderstande abhängig ist. Als ein Maß für die einer Variation von $c\,r_0$ des Mikrophonwiderstandes entsprechenden Verstimmung wollen wir die Größe 0 bestimmt durch

$$0 = \left| \frac{c\,r_0}{n_1} \cdot \frac{d\,n_1}{d\,r} \right| \qquad (7)$$

einführen.

Aus der Gleichung (3) erhält man:

$$0 = \frac{c\,r_0}{2 n_1^{\,2}} \cdot \left| \frac{d(n_1^{\,2})}{d\varkappa_2} \right| \cdot \frac{1}{2L_2} = c \cdot z^2 \frac{1 + \frac{1 - z^2 - 2\sigma^2}{\sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}}{1 - z^2 + \sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}. \qquad (8)$$

Fig. 25.

Man findet leicht, daß 0 Maximum für $z = 1$ ist, nämlich:

$$0_{max} = \frac{c}{2}\left(\frac{1}{\sigma} - 1\right) = \frac{c}{2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\varrho^2}} - 1\right). \tag{8_1}$$

Fig. 26 zeigt den Verlauf von 0 im Intervalle $0 \leqq z \leqq 2$ für verschiedene Werte von ϱ^2. Hier bietet wieder die Grenzkurve für

Fig. 26.

$\varrho^2 = 1$ besonderes Interesse. Für $0 \leqq z \leqq 1$ ist der entsprechende Wert von 0 durch

$$0 = \frac{c z^2}{1 - z^2} \qquad (8_2)$$

bestimmt.

Für $z \geqq 1$ ist derselbe durch

$$0 = \frac{c}{z^2 - 1} \qquad (8_3)$$

bestimmt.

§ 17. Von Interesse ist ferner das Verhältnis f^2 zwischen den Stromstärkequadraten im Sekundär- und Primärkreise. Dieses Verhältnis wird auf folgende Weise bestimmt:

Aus § 16 Gleichung (4_1) ersieht man, daß:

$$R_1 = \frac{-(1+z^2)+\sqrt{(1-z^2)^2+4\sigma^2 z^2}}{2z^2}\cdot\frac{L_1}{L_2}\cdot R_2. \tag{1}$$

Man hat augenscheinlich:

$$M = \tfrac{1}{2} I_{2m}{}^2 R_2 = -\tfrac{1}{2} I_{1m}{}^2 R_1 = \tfrac{1}{2} I_{1m}{}^2 \frac{1+z^2-\sqrt{(1-z^2)^2+4\sigma^2 z^2}}{2z^2}\cdot\frac{L_1}{L_2}\cdot R_2 \tag{2}$$

also:

$$f^2 = \frac{I_{2m}{}^2}{I_{1m}{}^2} = \frac{1+z^2-\sqrt{(1-z^2)^2+4\sigma^2 z^2}}{2z^2}\cdot\frac{L_1}{L_2}. \tag{3}$$

Denken wir uns die Selbstinduktion L_1 des Primärkreises in zwei getrennte Teile geteilt, also $L_1 = L_1' + L_1''$, wo L_1'' eine für den Primär- und Sekundärkreis gemeinsame Selbstinduktion ist, während L_1' der Rest der Selbstinduktion im Pimärkreise ist, so ist $L_{12} = L_1'' = L_2$ und $\varrho^2 = \frac{L_{12}{}^2}{L_1 L_2} = \frac{L_2}{L_1}$. Setzt man diesen Wert in (3) ein, erhält man:

$$f^2 = \frac{1+z^2-\sqrt{(1+z^2)^2-4\sigma_2 z^2}}{2\varrho^2 z^2}. \tag{3_1}$$

Fig. 27 zeigt nach Formel (3_1) für verschiedene Werte von ϱ^2 den Verlauf von f^2 im Intervalle $0 \leqq z \leqq 2$. Das größte Interesse haben die Begrenzungskurven, welche für $\varrho^2 = 1$ und $\varrho^2 = 0$ erhalten werden.

Für $\varrho^2 = 1$ und $0 \leqq z \leqq 1$ erhält man $f^2 = 1$; ist dagegen $z > 1$, so ist $f^2 = \frac{1}{z^2}$. Für $\varrho^2 = 0$ erhält man für alle Werte von z:

$$f^2 = \frac{1}{1+z^2}.$$

Zwischen diesen Begrenzungskurven verlaufen alle f^2-Kurven. Man sieht, daß die Stromstärke im Sekundärkreise in der Regel kleiner als der Primärstrom ist und höchstens diesem gleich sein kann. Ferner ist, besonders für große Werte von z, f^2 nur in verhältnismäßig geringem Grade von ϱ^2 abhängig.

Sind dahingegen L_2 und L_1 konstant, so daß ϱ^2 nur durch Ver-

Fig. 27.

Fig. 28.

änderung von L_{12} variiert wird, so ist es natürlicher $f^2 \frac{L_3}{L_2}$ darzustellen. Dies ist in Fig. 28 geschehen, welche aus Fig. 27 durch Multiplikation der Ordinate der einzelnen Kurven mit dem entsprechenden Werte für ϱ^2 hervorgeht.

§ 18. In dem betrachteten Falle (Fig. 23 und 24) ist:

$$\overline{R} = -R_1 + R_1^0 \quad \text{und} \quad R_2 = r.$$

Aus der Gleichung (4_1) § 16 folgt:

$$\overline{R} = \frac{1 + z^2 - \sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}{2z^2} \cdot \frac{L_1}{L_2} \cdot R_2 + R_1^0. \tag{1}$$

Man setzt wie gewöhnlich:

$$A = G + g(\overline{R} - \overline{R}_0) = \tfrac{1}{2} I_{1m}^2 \overline{R}, \tag{2}$$

wo $\overline{R}_0$ der dem normalen Mikrophonwiderstand r_0 entsprechende, negative Bogenwiderstand ist.

Aus (2) folgt:

$$U = \tfrac{1}{2} I_{1m}^2 \cdot R_1^0 = \frac{R_1^0}{\overline{R}} \left(G + g(\overline{R} - \overline{R}_0)\right). \tag{3}$$

Führt man hier den durch (1) bestimmten Wert für $\overline{R}$ ein, erhält man für die r_0 und $\overline{R}_0$ entsprechende Einstellung:

$$V = \left| c r_0 \cdot \frac{dU}{dR_2} \right| = c r_0 R_1^0 \frac{\left(\frac{d\overline{R}}{dR_2}\right)_{R_2 = r_0}}{\overline{R}_0^2} \cdot (G - g\overline{R}_0). \tag{4}$$

Hier ist:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{d\overline{R}}{dR_2}\right)_{R_2 = r_0} &= \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{1}{2z^2} \cdot \left(z^2 - 1 + \frac{1 - z^4}{\sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}\right) \\ &= \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{z^2 - 1}{2z^2} \cdot \left(1 - \frac{1 + z^2}{\sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}\right) \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Folglich ist:

$$V = c r_0 R_1^0 \cdot \frac{\frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{z^2 - 1}{2z^2} \cdot \left(1 - \frac{1 + z^2}{\sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}\right)}{\left(\frac{1 + z^2 - \sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}{2z^2} \cdot \frac{L_1}{L_2} \cdot r_0 + R_1^0\right)^2} \cdot (G - g\overline{R}_0) \tag{4_1}$$

Der erste Faktor in diesem Ausdrucke wird so groß wie möglich für:

$$R_1^0 = \frac{1 + z^2 - \sqrt{(1 - z^2)^2 + 4\sigma^2 z^2}}{2z^2} \cdot \frac{L_1}{L_2} \cdot r_0 = f^2 \cdot r_0. \tag{6}$$

Setzt man diesen Wert für $R_1{}^0$ in (4_1) ein, nimmt diese Gleichung folgende Form an:

$$\left.\begin{aligned} V &= \frac{c}{4} \cdot \frac{(z^2-1)\cdot\left(1-\dfrac{1+z^2}{\sqrt{(1-z^2)^2+4\sigma^2 z^2}}\right)}{1+z^2-\sqrt{(1-z^2)^2+4\sigma^2 z^2}} \cdot (G - g\,\overline{R}_0) \\ &= \frac{c}{4} \cdot \frac{1-z^2}{\sqrt{(1-z^2)^2+4\sigma^2 z^2}} (G - g\,\overline{R}_0) = \frac{c}{4} \cdot k(z) \cdot (G - g\,\overline{R}_0) \end{aligned}\right\} \quad (4_2)$$

In der Fig. 29 ist der Wert von $k(z)$ im Intervalle $0 \leqq z \leqq 2$ für einige Werte von ϱ^2 gezeigt. Besonderes Interesse haben auch hier die Begrenzungskurven für $\varrho^2 = 1$ und $\varrho^2 = 0$.

Fig. 29.

Für $\varrho^2 = 1$ ist $k(z) = +1$ für $z < 1$, während $k(z) = -1$ für $z > 1$.

Für $\varrho^2 = 0$ ist $k(z) = \dfrac{1-z^2}{1+z^2}$.

Für $z = 1$ ist $k(z) = 0$ für alle Werte von ϱ^2.

Bei einer flüchtigen Betrachtung könnte es vielleicht so aussehen, als ob man für $\varrho^2 = 0$ auch $k(z) = 0$ haben sollte; man muß indessen bedenken, daß man laut (6) und (1) gleichzeitig $R_1{}^0 = 0$ und $\overline{R}_0 = 0$ hat, so daß auch $G = 0$ also auch $V_0 = 0$ ist.

Fig. 29 zeigt, daß $|k(z)|$ sich sowohl für kleine als große Werte von z dem Werte 1 nähert.

In dem hier betrachteten Falle, wo $k_3 = 0$ ist, wird gewöhnlich eine Variation im Mikrophonwiderstande eine Änderung sowohl in der Intensität als in der Wellenlänge der Ausstrahlung bewirken. Durch passende Abstimmung des Empfängers kann man immer dafür sorgen, daß diese beiden Veränderungen in derselben Richtung auf die Schwingungsamplitude des Empfängers einwirken.

Wenn die Leistungskurve des Bogens bekannt ist, kann man mittels des im § 16—18 Entwickelten die günstigste Einstellung bestimmen. Aber bevor weitere Untersuchungen vorliegen, würde es verfrüht sein, allgemeine Regeln zu geben.

Während die Theorie für die Anwendung eines mechanischen Hochfrequenz-Generators für die drahtlose Telephonie unter den gegebenen Voraussetzungen durch diese Untersuchungen zu einem gewissen Abschluß gebracht ist, gilt dasselbe keineswegs bezüglich des Poulsen-Generators. Da aber andere sehr dringende Arbeiten vorläufig die Zeit des Verfassers vollständig in Anspruch nehmen, werden die bisher erhaltenen Resultate schon jetzt veröffentlicht. Die vorliegenden Untersuchungen betreffs Verwendung des Poulsen-Generators dürfen nur als Einleitung zu und in gewissen Beziehungen als Programm für weitergehende, theoretische und experimentelle Arbeiten auf diesem Gebiete betrachtet werden. Wenn auch diese Untersuchungen größere Schwierigkeiten darbieten als die entsprechenden für den mechanischen Hochfrequenz-Generator, so bieten dieselben auf der anderen Seite auch reichere Möglichkeiten.

Kopenhagen im Oktober 1911.

(Eingesandt 3. Dezember 1911.)

Nachtrag.

In dem soeben erschienenen Hefte des Jahrbuches (Heft 3, Bd. 5) gibt Herr G. W. Nasmyth (S. 270—272) eine von ihm früher gegebene Ableitung der Nasmythschen Frequenzformel — für die Duddell-Poulsen-Bogen mit einfachem (nicht gekoppelten) Schwingungskreis — wieder. Da diese Ableitung nicht mit der im § 9 benutzten Schlußweise in Übereinstimmung ist, wird es erforderlich sein, auf diese Frage etwas näher einzugehen. (Ich ersetze die von Nasmyth benutzten Bezeichnungen durch die in dieser Arbeit verwendeten.)

Nasmyth leitet in gewöhnlicher Weise die folgende Differentialgleichung ab:

$$L_1 \frac{d^2 i_1}{d t^2} + (R_1' - \overline{R}) \frac{d i_1}{d t} + \frac{1}{C_1} i_1 = 0 \tag{7}$$

welche Differentialgleichung die Schwingungen des Kreises bestimmt.

Nasmyth sagt weiter:

„Wenn wir nun annehmen, daß $-\overline{R}$, der sogenannte „negative Widerstand" des Bogens, annähernd konstant ist, oder wenn wir einen Durchschnittswert $-\overline{R}$ brauchen, so können wir die Gleichung (7) leicht integrieren":

$$i_1 = \frac{Q}{2\pi n_1 L_1 C_1} \cdot e^{-p_1 t} \cdot \sin(2\pi n_1 t + \varphi) \tag{8}$$

Hier ist die Frequenz

$$n_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1} - p_1^2} \tag{10}$$

und der Dämpfungsfaktor:

$$p_1 = \frac{R_1' - \overline{R}}{2L}$$

Nasmyth setzt fort: „... daß die Frequenz vollständig bestimmt ist, wenn wir die Art kennen, in welcher $-\overline{R}$ mit der Bogenlänge l, dem Bogenstrom Ig, der Kapazität und mit anderen Konstanten des Kreises variiert", und stellt die folgende Frequenzformel auf

$$n_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1} - \frac{\left(R_1' - \frac{c + l d}{Ig}\right)^2}{4 L_1^2}}, \tag{11}$$ [1]

wo c und d Konstanten des Bogens sind.

Hierzu ist zu bemerken, daß der negative Bogenwiderstand $\overline{R}$ gemäß den gegebenen Voraussetzungen konstant ist, und nur unter

1) Formel (11) ist bei Nasmyth durch einen Druckfehler entstellt worden, die Formel soll lauten:

$$n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\left(W - \frac{c + l d}{A}\right)^2}{4 L^2}} \tag{11}$$

dieser Voraussetzung kann man aus der Gleichung (7) die Lösung (8) ableiten. p muß daher als eine Konstante angesehen werden und, wenn dies der Fall ist, kann Gleichung (8) nur eine kontinuierliche (ungedämpfte) Schwingung darstellen — und es handelt sich im vorliegenden Falle nur um solche — wenn $p = 0$, also $\bar{R} = R_1'$, ist, woraus wieder folgt:

$$n_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$ [1]

Unter den gegebenen Voraussetzungen ist also die Frequenz des Bogens gleich der Frequenz des dämpfungsfreien Bogenkreises, also unabhängig von Stromstärke, Bogenlänge usw.

Wenn die Bogenfrequenz trotzdem zweifellos von den genannten Größen abhängig ist, so folgt daraus nur, daß es nicht berechtigt ist, $\bar{R}$ gleich einer Konstanten zu setzen. In diesem Falle ist aber die Gleichung (8) nicht länger eine Folge von Gleichung (7). Die von Nasmyth gegebene Ableitung kann daher nicht aufrecht erhalten werden.

Etwas Ähnliches gilt für einige hierher gehörende Betrachtungen von Duddell[2]) und Taylor Jones[3]).

Die vorstehenden Bemerkungen beziehen sich natürlich nur auf die Ableitung der Nasmythschen Formel, nicht auf deren Brauchbarkeit als eine praktische Annäherungsformel.

Kopenhagen, Ende Februar 1912.

1) Siehe z. B. W. Wagner (Leipzig 1910): Der Lichtbogenstromerzeuger, § 3.
2) Duddell, Electrician **51**, 902, 1903.
3) Taylor Jones, Phil. Mag. **17**, 28; **18**, 713, 1909; **20**, 660, 1910.

(Eingesandt 2. März 1912.)

Eine direkte experimentelle Methode für die Bestimmung der Strahlungsnutzleistung, des Erdwiderstandes und des Strahlungswiderstandes eines radiotelegraphischen Senders.

Von **J. Erskine-Murray.**

Bis jetzt wurde noch keine befriedigende Methode für die Bestimmung der Nutzleistung des Antenne—Erde-Kreises eines Senders in Vorschlag gebracht. Man kann natürlich, wie es einige Experimentatoren gemacht haben, mit ziemlicher Genauigkeit den Energiebetrag messen der durch Widerstand in den metallischen Leitern vergeudet wird, und, indem man diesen Verlust von der gesamten Energie in Abzug bringt, kann man ziffernmäßig Angaben über die zu erwartende Strahlungsenergie machen. Das so erhaltene Resultat ist jedoch sehr ungenau, da die hauptsächlichen Widerstandsverluste in der Erde unter der Antenne auftreten, sei es daß die Erdverbindung eine galvanische oder induktive ist, und diese Verluste werden nach der gewöhnlichen Methode nicht gemessen oder überhaupt veranschlagt. Eine genauere Methode ist von Barreca[1]) vorgeschlagen worden, aber selbst mit dieser ist einer praktischen Bestimmung nicht gedient, und außerdem enthält sie die Annahme der Genauigkeit von Abrahams theoretischem Wert für die Strahlung einer geraden vertikalen Antenne, was experimentell bis jetzt niemals verifiziert wurde. Eine Methode nur für die Messung des totalen Widerstandes nach Fessenden ist für einige Zeit, besonders in Amerika, in Gebrauch gewesen, sie verlangt jedoch die Einführung eines die Antenne repräsentierenden Widerstandes und bringt deshalb eine schwer zu kontrollierende Änderung der Bedingungen mit sich. Diese Methode liefert keine direkte Messung der ausgestrahlten Energie und ist im ganzen nicht befriedigend selbst für die Bestimmung der Antenne—Erde-Widerstandes.

Ich habe deshalb die folgende Methode ausgearbeitet zur Erlangung einer direkten Messung der ausgestrahlten Energie und auch der Energie, die verloren geht infolge des Widerstandes in der Antenne und in der Erde in deren unmittelbarer Nachbarschaft. Aus der ersteren kann man dann sofort die Nutzleistung einer Station als Sender berechnen, da die Nutzleistung einfach das Verhältnis der aus-

1) Atti dell' Assoc. Elettr. 14, 757, 1910.

gestrahlten zur aufgewandten Gesamtenergie ist. Die Methode ermöglicht also eine Messung von fundamentaler Wichtigkeit in der Radiotelegraphie, wie man sie bisher nicht ausführen konnte.

Die Meßmethode besteht im folgenden: a) man errichtet eine kleine Antenne in einer Entfernung von einigen Wellenlängen von der Station, deren Nutzleistung gemessen werden soll. In Reihe mit dieser Antenne schaltet man ein Hitzdraht-Strommeßinstrument und verbindet es mit der Erde. Der Widerstand dieses Instruments ist zweckmäßig so hoch zu wählen, daß freie Schwingungen nicht auftreten können ($R^2 C > 4 L$), obwohl diese Bedingung nicht unbedingt nötig erscheint, wenn dafür gesorgt wird, daß die Meßantenne auf die Frequenz der Station abgestimmt ist.

b) Man mißt dann den Strom i_1, der von den Wellen der Station in der Meßantenne induziert wird, und den Strom J_1 in der Stationsantenne. Dann ist i_1^2 sehr angenähert proportional zu der Energie, die aus den Wellen entnommen wird, und daher der Energiedichte der Strahlung an der Meßantenne und also auch der totalen Strahlungsenergie von der Station. Wenn R den unbekannten Ohmschen Widerstand bedeutet, der alle Jouleschen Verluste in der Antenne und Erdung an der Station repräsentiert, so ist $J^2 R$ die Energie, die durch Umwandlung in Wärme an der Station verloren geht.

c) Hierauf verändert man die Höhe der Stationsantenne (ohne Längenänderung der Leiter), so daß ihre totale Strahlung ein wenig geändert wird. Der Versuch zeigt, daß eine Differenz von 10 % in der Höhe ausreichend ist.

Es folgen dann wieder Messungen der Ströme in der Meßantenne und der Stationsantenne; die erhaltenen Werte seien i_2 und J_2.

Bei b) und c) muß die Niederfrequenz-Energiezufuhr gemessen werden; sie sollte in beiden Fällen auf annähernd denselben Wert gebracht werden.

Es ist auch vorteilhaft, daß P, die Hochfrequenz-Energiezufuhr zur Antenne, konstant sei. Dies kann dadurch erreicht werden, daß die Niederfrequenzenergie und die Koppelung zwischen primärem Schwingungskreis und Antenne beide konstant gemacht werden.

Es ist notwendig, daß die Wellenlänge λ in beiden Messungen dieselbe sei. Glücklicherweise in Hinsicht auf die Einfachheit der Methode ist es eine Bedingung, welche keine Schwierigkeit bereitet, denn ich fand, daß für einen Unterschied von 10 % in der Höhe der Antenne, durch Herunterlassen derselben ohne die Länge der Drähte zu ändern, die Wellenlänge sich nicht merklich ändert. Dieser günstige

Umstand ist ohne Zweifel zurückzuführen darauf, daß diese Höhenänderung der Antenne einerseits die Kapazität vergrößert, andererseits aber ihre Selbstinduktion vermindert. Wenn bei genaueren Messungen eine merkliche Änderung der Wellenlänge gefunden werden sollte, so würde eine geringe Adjustierung der Antennen-Abstimmungsselbstinduktion notwendig sein. Die Änderung des Widerstandes infolge dieser zusätzlichen kleinen Selbstinduktion wird für eine erste Annäherung sicher zu vernachlässigen sein, während sie für größere Genauigkeit durch eine kleine Korrektion des Wertes von R in untenstehenden Gleichungen (1) zu berücksichtigen ist.

Durch die Freundlichkeit von Major W. E. O'Meara, Chefingenieur der Post, und mit Unterstützung des Herrn J. E. Taylor und seinen Assistenten Herren Perrin und Rivers Moore vom Wireless Department, hatte ich eine ausgezeichnete Gelegenheit, die Methode kürzlich praktisch zu prüfen. Da es sich jedoch nur um vorläufige Versuche handelte und zu einer vollständigen Bestimmung die Zeit fehlte, so werde ich die Resultate zurückstellen, bis ich solche in vollständiger Form geben kann.

Um eine genaue Bestimmung zu erhalten ist es also notwendig, daß die Wellenlänge λ in beiden Fällen die gleiche sei. Es ist ebenso vorteilhaft, daß P, die Hochfrequenz-Energiezufuhr zur Antenne, dieselbe sei in beiden Fällen, um mögliche Fehlerquellen auszuschließen. Nachdem dies experimentell erfüllt ist gelten die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} P &= A\, i_1^{\,2} + R J_1^{\,2} \\ P &= A\, i_2^{\,2} + R J_2^{\,2} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

In diesen zwei Gleichungen haben wir fünf bekannte Größen: P, i_1, i_2, J_1 und J_2 und zwei unbekannte: A und R; letztere sind deshalb durch Auflösung der Gleichungen bestimmt. Man hat nun die einzige Annahme zu machen, daß die Werte von A und R konstant sind für die kleine Höhenänderung der Antenne. Daß letzteres der Fall ist, wenigstens für eine erste Annäherung, kann in folgender Weise gezeigt werden.

Bezüglich R so sehen wir, daß die Konstanz der Wellenlänge λ es sichert, daß die Grundfläche unter der Antenne und ihrer Nachbarschaft, welche in dem Antenne—Erde-Kreis einbegriffen ist, konstant ist, da der Durchmesser dieser Fläche von der Wellenlänge abhängt. Irgendeine auftretende Änderung des Wertes von R ist deshalb nur veranlaßt durch einen geringen Unterschied der Stromverteilung in dieser gegebenen Fläche und ist von der zweiten Ordnung kleiner

Größen und deshalb für eine erste Annäherung zu vernachlässigen. Da P konstant gehalten wird, so variieren auch die anderen Faktoren von R wie Büschelentladungen, Isolationsfehler und dielektrische Hysteresis nicht merklich. In erster Annäherung ist also R konstant (vgl. Fußnote S. 502).

Hinsichtlich A so sichert die Konstanz der Wellenlänge, daß die Meßantenne sich in beiden Messungen um die gleiche Anzahl Wellenlängen von der Station befindet. Auch ist klar, da die Antennentype durch geringe Änderung der Höhe nicht geändert wird, daß die horizontale Strahlungsverteilung in den beiden Fällen nicht merklich verschieden ist, und daher ist die Orientierung der Meßantenne hinsichtlich horizontaler Strahlungsverteilung die gleiche. Der einzige elektrische Unterschied besteht also nur in der Energiedichte in ihrer Umgebung. Diese Änderung der Energiedichte ist vollständig dargestellt in dem Ausdruck $A\,i^2$ durch die Änderung von i_1^2 zu i_2^2. Es ist also A eine Konstante für die Versuchsbedingungen, unter denen die Gleichungen erhalten wurden [1]).

1) In einem Briefe, den ich von meinem Freunde Prof. Zenneck erhielt, ist die Konstanz von A und R durch Ausarbeitung eines Spezialfalles bestätigt; er schreibt: „Man übersieht die Verhältnisse gut an dem folgenden Beispiel. Es sei die Erde absolut leitend, die Sendeantenne eine Schirmantenne, so daß die Stromamplitude auf dem ganzen vertikalen Teil konstant ist. Die Wellenlänge soll konstant gehalten werden und groß gegen die Höhe der Antenne sein. Der Empfänger soll so weit entfernt sein, daß sich schon die normale Welle ausgebildet hat.

Dann ist, wenn h die Höhe der Senderantenne bedeutet

$$i_0 \sim h\,I_0 = a\,h\,I_0$$

worin bei konstanter Wellenlänge und Entfernung zwischen Sender und Empfänger a konstant ist.

Andererseits ist

$$P = (R + R_\varepsilon)\,I_{\text{eff.}}^2$$

worin R_ε den Strahlungswiderstand, R den effektiven Widerstand aller anderer Energieverluste (z. B. Erdströme) bedeutet. Aus beidem folgt:

$$P = R\,I_{\text{eff.}}^2 + \frac{R_\varepsilon}{a^2}\,\frac{1}{h^2}\,i_{\text{eff.}}^2$$

Nun ist aber

$$R_\varepsilon \sim h^2 = \varrho_\varepsilon\,h^2$$

worin ϱ_ε von der Antennenhöhe in erster Annäherung unabhängig ist.

Also

$$P = R\,I_{\text{eff.}}^2 + \frac{\varrho_\varepsilon}{a^2}\,i_{\text{eff.}}^2 = R\,I_{\text{eff.}}^2 + A\,i_{\text{eff.}}^2$$

Es ist also klar, daß die Gleichungen

$$P = R J_1^2 + A i_1^2$$
$$P = R J_2^2 + A i_2^2$$

für A und R in der gewöhnlichen Weise aufgelöst werden können. Die Lösungen sind:

$$R = P \frac{i_2^2 - i_1^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{2}$$

und

$$A = P \frac{J_1^2 - J_2^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{3}$$

wo R der Ohmsche Widerstand ist, der alle Jouleschen Verluste in dem Antenne—Erde-Kreis darstellt, und A die Konstante ist, mit der i_1^2, das Quadrat der Meßantennenströmung, multipliziert werden muß, um die totale ausgestrahlte Energie zu erhalten.

Um diese Lösungen zahlenmäßig anzugeben, muß man die Hochfrequenzenergie P, welche der Antenne vom primären Hochfrequenzkreis geliefert wird, kennen.

Diese Bestimmung kann nach einer kalorimetrischen Methode geschehen oder durch eine Methode nur auf Grund von elektrischen Messungen. Für die kalorimetrische Methode muß ein Hilfskreis benutzt werden, der so genau wie möglich den Antenne—Erde-Kreis repräsentiert. Es ist nicht befriedigend einen aperiodischen Kreis zu benutzen, um die Energie zu absorbieren und sie in Wärme zu verwandeln, da seine Rückwirkung auf den primären Kreis verschieden ist von der eines Resonanzkreises. Ein Luftkondensator von annähernd der Kapazität der Antenne und eine Selbstinduktion, um die passende Wellenlänge zu erzielen, sollten in Reihe mit einem Widerstand benutzt werden; die beiden letzteren werden in das Kalorimeter getaucht.

---

worin A ebenfalls in erster Annäherung von h unabhängig ist, wie Sie es behauptet hatten."

Zenneck weist auch darauf hin, daß, wenn die Messungen mit vier verschiedenen Antennenhöhen ausgeführt werden anstatt nur mit zwei, Gleichungen erhalten werden, aus denen man dR/dh und dA/dh berechnen kann mit Resultaten, die für eine zweite Annäherung wenigstens genau sind.

Ich bin der Meinung, daß die Resultate der ersten Annäherung hinreichend genau für alle praktischen Zwecke sind, aber es ist nützlich zu wissen, daß die Methode leicht ausgedehnt werden kann, um so jeden gewünschten Grad von Genauigkeit für irgendeinen spezifischen Zweck zu geben.

Der Wert für den Widerstand sollte angenähert sein dem totalen Wert der Ohmschen- und Strahlungswiderstände der Antenne. Dieser Näherungswert kann nach einem bekannten Verfahren erhalten werden, indem man einen wahrscheinlichen Wert für P annimmt und dann den Wert von R und r aus den Gleichungen dieser Abhandlung berechnet; ihre Summe ist ein für die Benutzung im Kalorimeter passender Widerstand.

P kann jetzt bestimmt werden nach der wohlbekannten Methode der Messung des Maßes der Wärmeerzeugung im Kalorimeter und durch Reduzierung der Wärmeeinheiten auf elektrische Energie. Wenn der so bestimmte Wert von P sehr verschieden sei von dem vorher angenommenen Wert, so sollte die Bestimmung nochmals ausgeführt werden unter Benutzung eines Wärmewiderstandes, der auf Grund des neuen Wertes von P berechnet wurde; man wird dann einen noch genaueren Wert von P erhalten.

Es ist also klar, daß die der Antenne durch den primären Hochfrequenzkreis gelieferte Hochfrequenzenergie P für jeden gewünschten Grad von Genauigkeit bestimmt werden kann.

Man kann P auch noch nach einer anderen Methode bestimmen, die einfacher auszuführen ist, wenn sie auch nicht so befriedigend sein kann wie die kalorimetrische Methode; sie besteht im folgenden:

$$P = (R + r) J_1^2$$

wo R, wie vorher, der Ohmsche Widerstand ist und r der „Strahlungswiderstand" der Antenne.

Es ist:

$$\delta = \frac{R + r}{2 n L}$$

also

$$R + r = 2 n L \delta$$

und daher

$$P = 2 n L \delta J_1^2 \tag{4}$$

wo bedeuten n die Frequenz, δ das log. Dekrement und L die totale Selbstinduktion im Antenne—Erde-Kreis. Diese Größen sind alle unschwer zu bestimmen: n durch den Wellenmesser, δ aus einer Resonanzkurve und L wie folgt (oder auf andere Weise): Man macht zwei Ablesungen der Wellenlänge der freien Schwingung der Antenne unter Benutzung verschiedener Selbstinduktionen in Reihe mit der Antenne. Es seien die beiden Meßselbstinduktionen L_1 und L_2, während die

unbekannte Selbstinduktion des äußeren Antennenkreises L_a ist. Durch Substitution der sich ergebenden Wellenlängenwerte λ_1 und λ_2 in der Gleichung $\lambda = K\sqrt{CL}$ und Lösung der zwei resultierenden Gleichungen erhalten wir

$$L_a = \frac{L_2 \lambda_1^2 - L_1 \lambda_2^2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} \tag{5}$$

und daher ist jetzt die totale Selbstinduktion im Antennenkreis $L = L_a + L_1$ bekannt und kann in vorstehender Gleichung (4) für P eingesetzt werden.

Numerische Werte. Wir haben also die folgenden Werte für R und A in Ausdrücken bekannter Größen experimentell bestimmt:

$$R = P\frac{i_2^2 - i_1^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{6}$$

und

$$A = P\frac{J_1^2 - J_2^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{7}$$

Der numerische Wert des Ohmschen Widerstandes, der alle Jouleschen Verluste in Antenne—Erde-Kreis darstellt, ist gegeben durch die Gleichung für R, und der Faktor mit welchem die Strömung (quadratisch) in der Meßantenne multipliziert werden muß, um die totale ausgestrahlte Energie zu erhalten, ist gegeben durch die Gleichung für A.

Hinsichtlich anderer wichtiger Größen haben wir für die totale ausgestrahlte Energie

$$p = A i_1^2$$

oder durch Substitution

$$p = P i_1^2 \frac{J_1^2 - J_2^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{8}$$

Der Wirkungsgrad des Antenne—Erde-Kreises als Strahler ist

$$E_a = p/P = A i_1^2/P$$

oder

$$E_a = i_1^2 \frac{J_1^2 - J_2^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{9}$$

Für den Strahlungswiderstand haben wir

$$r = p/J_1^2 = P\frac{i_1^2}{J_1^2} \cdot \frac{J_1^2 - J_2^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{10}$$

Endlich für den gesamten Wirkungsgrad der Station als Sender der Energie haben wir

$$E_0 = E_a \frac{P}{P_0} = \frac{P}{P_0} \cdot i_1^2 \frac{J_1^2 - J_2^2}{J_1^2 i_2^2 - J_2^2 i_1^2} \tag{11}$$

wo P_0 die zugeführte Niederfrequenzenergie bedeutet.

Zusammenfassung. Das ganze Problem des Wirkungsgrades, Erdwiderstandes und Strahlungswiderstandes eines radiotelegraphischen Senders ist so durch eine theoretisch korrekte und praktisch verhältnismäßig einfache Methode gelöst worden, die neben den heute in jeder gut ausgerüsteten Station üblichen Messungen von Strom und Wellenlänge nur eine sehr einfache kalorimetrische Energiebestimmung verlangt.

Praktisch kann man der Methode jeden gewünschten Grad von Genauigkeit geben (s. Fußnote S. 502). Ihre hauptsächlichen Anwendungen für den Ingenieur sind 1. die Bestimmung des Wirkungsgrades eines Senders 2. die Bestimmung der wichtigeren Konstanten eines Antenne—Erde-Kreises, einschließlich seines Wirkungsgrades als Oszillator und Radiator, seines Jouleschen Widerstandes und seines Strahlungswiderstandes, 3. die Auswahl des Platzes für permanente Stationen durch vergleichende Messungen des Erdwiderstandes mit tragbarem Apparate. Vom Standpunkt des Forschers liefert sie ein Mittel die Strahlungswiderstände verschiedener Antennentypen zu messen, den Widerstand verschiedener Bodenarten zu studieren und die praktischen Wirkungen von Grundwasser in verschiedenen Tiefen zu untersuchen; sie gibt so auch ein Mittel an die Hand für die Bestätigung und Erweiterung der ausgezeichneten theoretischen Arbeit, die auf diese Fragen schon aufgewandt wurde.

(Nach dem Englischen. E.)

(Eingesandt 20. Februar 1912.)

Der Einfluss der Koppelung bei langsamen ungedämpften Schwingungen.

Von **Solomon Subkis.**

Die Vorgänge in einem Schwingungskreise bei der Erregung der Schwingungen mit Hilfe des Lichtbogens sind durch die Arbeiten von W. Duddell, A. Blondel, H. Th. Simon, und U. Barkhausen aufgeklärt worden. Das wesentlichste Resultat dieser Arbeiten ist, daß sich die Lichtbogen-Schwingungen in drei Typen einteilen lassen:

1. Schwingungen 1. Art: Strom und Spannungskurve haben nahezu die Form reiner Sinuskurven. Voraussetzung für diese Schwingungen ist, daß der Strom im Lichtbogen niemals $= 0$ wird, d. h. daß die Amplitude des Schwingungsstromes $J_1 <$ als die des durch den Lichtbogen fließenden Gleichstromes J_0 ist (Fig. 1). (Nähere Erklärungen der Fig. 1—3 siehe Barkhausen, „Problem der Schwingungserregung".)
2. Schwingungen 2. Art: $J_1 > J_0$ d. h. der Lichtbogen erlischt zeitweise. Stromkurven, sowie Spannungskurven am Kondensator und Lichtbogen sind durch Fig. 2 wiedergegeben.
3. Schwingungen 3. Art: $J_1 > J_0$ mit Rückzündung (Fig. 3). Charakteristisch für diese Schwingungen ist, daß der Lichtbogen nach dem Erlöschen in umgekehrter Richtung wieder zündet. Dies kann sich mehrmals wiederholen, bis die Spannungsamplitude die Zündspannung nicht mehr erreicht.

Auch die Abhängigkeit dieser Vorgänge von der Stromstärke im Lichtbogen, der Bogenlänge, dem Elektrodenmaterial, von dem Gas, in dem der Bogen brennt, ferner die Wirkung eines Magnetgebläses ist untersucht.

Dagegen existiert noch keine systematische Untersuchung darüber, wie sich die Verhältnisse ändern, wenn mit dem Lichtbogenkreis ein zweiter Schwingungskreis gekoppelt wird. Sicher ist, daß die Koppelung von wesentlichem Einfluß sein kann; es kommen in Betracht: Änderungen 1. der Amplitude, 2. der Frequenz, 3. der Art der primären Schwingung. Änderungen der Amplitude sind notwendig vorhanden; damit erscheinen aber auch 2. und 3. möglich, denn mit der Schwingungsamplitude im Primärkreis ändert sich auch der Strom im

Lichtbogen und damit eine Größe, von der Wechselzahl und Art der Schwingung wesentlich abhängen. Eine Untersuchung dieser Vorgänge erscheint um so notwendiger, als bei der praktischen Verwendung der Lichtbogenschwingung immer der Fall gekoppelter Schwingungskreise vorliegt. Die folgende Arbeit, die ich auf Anregung von Herrn Prof. Zenneck ausgeführt habe, behandelt diese Fragen für das Gebiet relativ langsamer Schwingungen.[1]) Die Ausdehnung auf schnelle Schwingungen würde andere experimentelle Hilfsmittel erfordert haben.

Fig. 1.

I. Versuchsanordnungen.

Zur Erzeugung der Schwingungen diente die übliche Anordnung. Der Speisestromkreis — angelegt an die Stadtnetzspannung von 440 Volt — enthielt den variablen Glühlampenwiderstand W_1 zur Regulierung des Stromes; ferner gewöhnlich eine (in der Fig. 4 nicht gezeichnete) Drosselspule mit hoher Selbstinduktion zum Abschirmen

Fig. 2.

Fig. 3.

der Schwingungen vom Speisestromkreis. Die Lichtbogenstrecke war mikrometrisch regulierbar. Die Kapazität des primären Schwingungskreises — ein Paraffinpapierkondensator — betrug 5,26 M.F. Die Selbstinduktion L_1 der Koppelungsspule gewöhnlich 0,0242 Henry. Außerdem waren noch 2 kleine Stromablenkungsspulen für die Braun-

1) Für dieses Gebiet existiert ein bequemes Untersuchungsmittel in der Beobachtung von Strom und Spannungskurve der Schwingung mit Hilfe der Braunschen Röhre und eines rotierenden Spiegels.

sche Röhre eingeschaltet. Die Braunsche Röhre wurde mit einer 20-plattigen Influenzmaschine betrieben, und die durch die Ablenkung des fluoreszierenden Punktes erhaltene Stromkurve wurde in einem rotierenden Spiegel beobachtet, der durch einen Motor angetrieben wurde. Um den Spannungsverlauf am Lichtbogen zu beobachten, wurden an die Stelle der beiden Stromspulen zwei hintereinander geschaltete Spulen mit hohem Widerstand unter Zwischenschaltung von zwei bis drei 220 Volt-Lampen parallel zum Lichtbogen gelegt.

Zur Beobachtung der Charakteristik wurden natürlich Strom- und Spannungsspulen gleichzeitig so verwendet, daß die Ablenkungen zueinander senkrecht wurden.

Fig. 4.

Um darüber Aufschluß zu erhalten, ob der Strom in den Spannungsspulen in Phase war mit der Spannung am Lichtbogen, beobachtete ich die Charakteristik auf dem Schirm der Braunschen Röhre unter Variierung des Vorschaltwiderstandes der Spannungsspulen.

Wäre eine Phasenverschiebung vorhanden, so müßte sie sich dabei ändern und damit auch die Abszisse des Scheitelpunktes P der Charakteristik (Fig. 5). Das war nicht der Fall.

Die vorher probierte elektrostatische Ablenkung war zu klein.

Die Kapazität des sekundären Kreises bestand aus einem Paraffinpapierkondensator C_2 von 4,4 M. F., zu dem ein variabler Kondensator C_2' von 1,13 M. F. parallel geschaltet war (zusammen 5,53 M. F.). Die Selbstinduktionsspule L_2 besaß Henry.

Mittels eines Umschalters konnte der Sekundärkreis offen bleiben

und entweder kurz oder über einem Lampenwiderstand von 110 bzw. 160 Ohm geschlossen werden.

Die Koppelung der beiden Kreise wurde durch die gegenseitige Lage der Spulen L_1 und L_2 geändert. Bei den Beobachtungen wurde der Koppelungsgrad von 0 bis 36 $^0/_0$ variiert; der letztere ist im folgenden als feste Koppelung bezeichnet.

Ich verdanke ihre Bestimmung der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Berlin, die sie mit Hilfe einer Hochfrequenzmaschine ausführen ließ.

Die Abstimmung beider Kreise aufeinander wurde bei loser Koppelung durch Variierung der Kapazität C_2' vorgenommen (bei den ersten

Fig. 5.

Fig. 6.

Versuchen durch Variierung einer Zusatzspule). Fig. 6 ist eine mittels Thermoelement (siehe Fig. 4) aufgenommene Resonanzkurve, wenn im Primärkreis Schwingungen 1. Art vorhanden waren. Da sich bei Schwingungen 2. Art die Periode der Schwingung mit der Dauer der Stromlosigkeit im Lichtbogen ändert, konnte es nötig sein, den Sekundärkreis jedesmal neu abzustimmen. Es zeigte sich aber, daß dadurch keine qualitative Änderung der Vorgänge bewirkt wurde. Es wurde deshalb nur angenähert nachgestimmt; die nicht zu vermeidenden Schwankungen der Wechselzahl machen eine genaue Abstimmung sowieso unmöglich.

Die Beobachtungen wurden zunächst für den Kohlebogen ohne und mit Vorschaltselbstinduktion durchgeführt, um einen eventuellen Einfluß derselben auf die Rückwirkung festzustellen. Ein solcher hat sich nicht ergeben. Da bei Verwendung einer großen Selbstinduktion

die Regelmäßigkeit der Schwingungen viel größer wird, habe ich bei den meisten Beobachtungen eine solche eingeschaltet[1]. Ihr Einfluß auf die Stromkurven ist der folgende: Ohne Vorschalt-Selbstinduktion verläuft der Ladestrom, während der Lichtbogen erloschen ist, exponentiell, mit Selbstinduktion nahezu — allerdings nicht völlig — konstant. (Vgl. Barkhausen l. c. S. 79.)

Ich schicke noch eine Erläuterung der typischen Charakteristiken für Schwingungen 2. Art im Primärkreis voraus. Fig. 7a) u. b) entsprechen Schwingungen 2. Art im Primärkreis; a) wurde ohne, b) mit Vorschalt-Selbstinduktion aufgenommen.

Strom ←— 2 1 3 4 → Bogenspannung

Strom ←— 2 1 3 4 → Bogenspannung

a Fig. 7. *b*

Der aufsteigende Ast entspricht der Ladung des Kondensators bei erloschenem Lichtbogen, Punkt 1 der Zündung, die Teile 1—2 und 2—3 dem brennenden Bogen. Bei 3 erlischt derselbe, die Spannung fällt plötzlich auf den am Kondensator herrschenden Wert (Punkt 4). Fig. 8 zeigt eine im Primärkreis bei einer Schwingung 3. Art erhaltene Charakteristik, die wohl keine nähere Erläuterung bedarf.

Es wäre von großem Wert gewesen, die Beobachtung der Strom- und Spannungskurven im rotierenden Spiegel durch photographische Aufnahmen derselben zu ersetzen. Ich habe mich deshalb sehr darum bemüht, aber auch die Verwendung einer Braunschen Röhre mit Gieselschem Zinksulfid hatte keinen Erfolg, obwohl die Aufnahmen mit einem sehr lichtstarken Objektiv (Portraitobjektiv von Voigtländer

1) Der Selbstinduktionskoeffizient betrug bei technischem Wechselstrom von 1,3 Amp. ca. 1,6 Henry.

f:2,3 auf Lumières „Violett Etikett" Platten gemacht wurden; auch Standentwickelung unter Vorbelichtung der Platten half nicht.

Um die Wirkung der Koppelung zu studieren, wurden alle diejenigen Faktoren variiert, von denen die Primärschwingung abhängt und jedesmal die Vorgänge bei offenem und verschieden fest gekoppeltem Sekundärkreis (mit und ohne Energieentziehung) verglichen. Die abgesehen von der Vorschaltinduktion in Betracht kommenden Faktoren sind: 1. Speisestromstärke, 2. Bogenlänge, 3. Natur der Elektroden (Kohle, Metall, unsymmetrischer Bogen, Kühlung der Elektroden), 4. Magnetgebläse, 5. Natur des Gases, in dem der Bogen brennt, 6. Verhältnis von Selbstinduktion und Kapazität im Primärkreis.

Fig. 8.

I. Einfluß der Rückwirkung in Abhängigkeit von Speisestromstärke und Lichtbogenlänge.

(Vertikal stehende Kohlenelektroden in Luft.)

A. Die Vorgänge im Primärkreis.

Beobachtungen bei Stromstärken und Bogenlängen, bei denen Schwingungen 1. bzw. 2. Art auftreten.

Die größte Stromstärke[1], bei der Schwingungen in diesem Falle noch zu erhalten waren, war etwa 2,1 Amp. bei Bogenlängen bis ca. 8 mm. Die im nicht gekoppelten Primärkreis auftretenden Schwingungen waren 2. Art. Aus den vom Lichtbogen ausgehenden Tönen

1) Unter Stromstärke ist der bei kurzgeschlossenen Kohlen vorhandene Strom angeführt.

trat deutlich ein Grundton[1]) hervor; dieser erniedrigte sich bei Vergrößerung der Bogenlänge in dem Bereich von 0 bis ca. 8 mm allmählich von ca. *a* (= 435 Schwingungen) auf ca. *fis* (= 370 Schwingungen). Die Schwingungen waren namentlich bei den größeren Lichtbogenlängen nur kurze Zeit zu erhalten, setzten aber wieder von selbst ein. Bei den größeren Bogenlängen riß der Bogen öfters ab. Diesem Erlöschen ging stets ein Umschlagen der Schwingungen 2. Art in solche 3. Art voraus, wie an der Charakteristik auf dem Schirme der Braunschen Röhre zu sehen war. Gleichzeitig ging der Ton in ein brummendes Geräusch über.

Wurde der Sekundärkreis nach Erregung des primären geschlossen, so erloschen die Schwingungen im allgemeinen sofort, wenn die Koppelung einigermaßen fest war. Bei Öffnung des Sekundärkreises setzten die Schwingungen nach kurzer Zeit wieder ein. Ein abweichendes Verhalten zeigte sich bei den größten Bogenlängen. Dort schlug die Schwingung 2. Art bei der Koppelung in eine solche 3. Art um, worauf nach ganz kurzer Zeit der Bogen erlosch. Doch dauerte die Schwingung 3. Art gelegentlich lange genug, um an dem Geräusch zu hören, wie beim Heranschieben der sekundären Koppelungsspule gegen die primäre die Zahl der Rückzündungen allmählich zunahm.

Bei Verkleinerung der Stromstärke auf ca. 1,8 Amp. verhielten sich die Schwingungen im Primärkreis ohne Koppelung wie bei 2,1 Amp. Bei Koppelung mit dem Sekundärkreis traten bei Änderung der Lichtbogenlänge Abweichungen hervor. Bei sehr kleinen Lichtbogenlängen (ca. 0,5 mm) ging dem durch die Koppelung bewirkten Erlöschen der Schwingung ein ganz kurzer Ansatz zu einem reinen, höheren Ton voraus. Die Stromkurve zeigt einen Ansatz zu einer Sinuskurve, doch ist diese Schwingung nicht stabil. Bei etwas größerem Bogen verschwindet dieser Ansatz zur Sinusschwingung im allgemeinen. Manchmal jedoch bleibt sie bestehen (am besten bei Bogenlängen zwischen 3 und 5 mm), nur geht der Ton mit wachsender Koppelung allmählich in einen tieferen über. Bei sehr großen Lichtbogenlängen schließlich traten die schon beschriebenen Erscheinungen auf.

---

1) Der Ton wurde mittels einer Zither bestimmt.

(Schluß folgt.)

Referate.

J. E. Taylor, Gerichtete Telegraphie mit Erdantennen. Wir entnehmen einem Aufsatz des Verfassers in Nr. 1766, 1912, Electrician, folgendes:

1. Die Resultate von Dr. Kiebitzs auffallenden Experimenten scheinen von dem Grade abzuhängen, bis zu dem der Boden und die Bodenschichten in der Nachbarschaft der Antenne die Funktionen eines Dielektrikums unter dem Einfluß der Hochfrequenzspannungen erfüllen können. Mit anderen Worten es spielt die Tiefe des Eindringens der Schwingungen unter der Oberfläche des Bodens eine Rolle. Die Grenze dieses Eindringens ist bestimmt durch den Grad der Leitfähigkeit des Bodens und der Schichten sowie durch die Frequenz der Schwingungen.

2. Da das Eindringen für die längeren Wellen größer sein wird, so ist es gar nicht erstaunlich, daß ganz bemerkenswerte Resultate erzielt werden können mit einer praktisch sozusagen vergrabenen Radiostation, wenn große Wellen von der Ordnung derjenigen der Großstationen Clifden, Norddeich, Eiffelturm u. a. benutzt werden. Aus demselben Gesichtspunkt würde es überraschend sein, wenn mit kleinen Wellen irgendwelche größere Sender- oder Empfängerwirkung erzielt werden würde, wenn nicht die Station auf einem Boden steht, der die verlangte geringe Leitfähigkeit hat wie z. B. auf trockenem Sand von beträchtlicher Tiefe.

3. Wo die Bedingungen so sind, daß das Eindringen groß ist, so ist dies gleichwertig damit, die Antennen in beträchtlicher „wirksamer" Höhe über den „elektrischen Boden" zu heben, jedoch mit gebührender Berücksichtigung des unvollkommenen Verhaltens des Bodens als ein dielektrisches Medium. Es ist deshalb nicht überraschend, daß durch Vergrößerung der Antennenhöhe um einige Meter über dem Boden die Reichweite nicht merklich vergrößert wird, weil die Vergrößerung der totalen wirksamen Höhe über den „elektrischen Boden" des Systems nur gering ist. Wenn ein solches System über Land sehr wirksam sein mag, so wird man zweifellos finden, daß viel längere Wellen erforderlich sind, um es über Seewasser wirksam zu machen, wenn es überhaupt unter solchen Umständen arbeiten wird.

4. Es wird angegeben, daß der Antennenverlustwiderstand für einen gegebenen Betrag von Antennenenergie sehr viel höher ist und die Spannung in der Antenne sehr viel niedriger als wenn eine hohe

Schirmantenne benutzt wird. Diese zwei Angaben sind natürlich sinnverwandt und werden beide eher erklärt durch die dielektrischen Verluste im Boden als durch vermehrte Strahlung. Die elektromotorischen Kräfte in der Antenne hängen von der Resonanz ab und diese wird durch die dielektrischen Verluste weitgehend zerstört.

5. Die Benutzung von linearen Antennen in den Versuchen von Kiebitz soll eine maximale gerichtete Wirkung sowohl für Senden wie Empfangen geben, und es erscheint wenig zweifelhaft, daß dieser Vorteil den Nachteil infolge großer dielektrischer Verluste im Boden verringert.

Diese Versuche sind zweifellos höchst interessant und instruktiv; sie dürften aller Wahrscheinlichkeit nach zeigen, daß eine wirksame Strahlung von einem teilweise eingegrabenen oszillierenden System da erzeugt werden kann, wo die Bedingungen günstig für die Überwindung des Hindernisses einer leitenden Schicht des Bodens sind. In den tieferen Bodenschichten sind die dielektrischen Verluste höchstwahrscheinlich zu vernachlässigen. Die ganze Methode dürfte von großem Einfluß sein auf die Untersuchung der wichtigen Frage der Auswahl geeigneter Plätze für Großstationen; auch manche andere Anwendungsmöglichkeiten drängen sich auf, z. B. die Ermittelung der Natur tieferer Bodenschichten für geologische Zwecke usw. durch Anwendung passender Wellenlängen und genauer Messung des Verlustwiderstandes.

Hierzu schreibt in gleicher Zeitschrift S. 1020 unser Mitarbeiter Prof. J. A. Fleming: Die von Herrn Taylor angedeutete Möglichkeit der Erforschung des Erdinnern ist schon von Herrn Heinrich Löwy[1]) in seiner Arbeit „Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern" auseinandergesetzt worden. Herr Löwy hat auch Material gesammelt, um die Brauchbarkeit eines Vorschlages zu zeigen, indem er viele sorgfältige Bestimmungen der Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten von Erdmaterial machte. Es scheint jedoch, daß diese Leitfähigkeiten mit Gleichstrom gemessen wurden. Zu einer Arbeit, die Herr Dyke dem Institution of Electrical Engineers jetzt vorlegen wird, wird gezeigt werden, daß die Wechselstrom-Leitfähigkeit von Dielektrizis im allgemeinen sehr verschieden ist von der für Gleichstrom. Solange exakte Daten für die wirkliche Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit für Hochfrequenzströme von großen Materialmassen

1) Vgl. Jahrb. 5, 386, 1912.

wie die der Erdkruste fehlen, werden Spekulationen, ob elektrische Wellen durch die Erdmasse gehen können, eine wissenschaftlich etwas unsichere Basis haben. Es gibt jedoch noch eine andere mögliche Erklärung der von Dr. F. Kiebitz erzielten Resultate, worauf bisher noch nicht hingewiesen wurde. Es wird heute allgemein angenommen, daß wir die Erde, oder sogar das Meerwasser, in der Radiotelegraphie nicht als einen vollständigen Leiter behandeln dürfen, und daß das Problem der Ausbreitung elektrischer Wellen eine Grenze einbegreifen muß zwischen zwei Medien von verschiedener Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit, wenn auch gewöhnlich von gleicher Permeabilität. Wenn die Bedingungen, ausgehend von den Maxwellschen Gleichungen, mathematisch formuliert werden unter Berücksichtigung nicht nur der Wirkungen in den beiden Medien, sondern auch an der begrenzenden Oberfläche, so gelangt man zu sehr interessanten Resultaten. Prof. Sommerfeld hat dieses Problem in einer 1909 publizierten Arbeit[1]) sehr geschickt behandelt.

Sommerfelds am meisten interessierendes Resultat sagt aus, daß, wenn eine gewisse Beziehung zwischen den Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der zwei Medien besteht, wir nicht nur elektromagnetische Wellen durch den Raum (Raumwellen) haben, sondern auch noch Wellen an der Oberfläche (Oberflächenwellen). Die Raumwellen variieren in der Amplitude umgekehrt proportional mit der Entfernung und ihre Energie umgekehrt proportional wie das Quadrat der Entfernung. Die Oberflächenwellen aber variieren in Amplitude umgekehrt proportional wie die Quadratwurzel aus der Entfernung und ihre Energie umgekehrt proportional mit der Entfernung. Auf große Entfernungen werden also die Oberflächenwellen dominieren. Weiter noch hat Sommerfeld gezeigt, daß eine Vergrößerung der Wellenlänge günstig für die Ausbreitung der Wellen auf große Entfernungen ist, ferner daß die Oberflächenwellen rings um die Erdkrümmung sich ausbreiten, während die Raumwellen nur bis zu einem geringen Grade durch Beugung sich in das Schattengebiet erstrecken.

Diese elektromagnetischen Oberflächenwellen haben ihr Analogon in den Oberflächenwellen auf einem elastischen festen Körper, worauf wohl zuerst Lord Rayleigh 1885 hinwies, indem er zeigte, daß bei Erschütterung eines festen Körpers nicht nur die bekannten zwei Raumwellen infolge Dilatation und Verdrehung entstehen, sondern auch noch eine andere Wellenart, die sich an der Oberfläche ausbreitet,

1) Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie, Ann. Phys. 28, 665, 1909.

und diese drei Wellen haben nach meinem Dafürhalten ihre Repräsentanten in dem „Vorbeben" und dem „Hauptstoß" bei Erdbeben.

Es scheint also, daß wir in der Radiotelegraphie in ähnlicher Weise nicht nur Raumwellen, die wir Hertzsche Wellen nennen können, zu berücksichtigen haben, sondern auch noch Oberflächenwellen, die in Amplitude und Energie viel weniger schnell abnehmen als die Raumwellen. In diesen Oberflächenwellen kann die Erklärung sowohl der von Dr. Kiebitz beobachteten Wirkungen liegen wie diejenige für die Radiotelegraphie auf große Entfernungen. Es ist sehr gut möglich, daß die elektromagnetischen Wellen, welche Marconi in Südamerika auf eine Entfernung über 6000 Meilen von der Clifden-Station empfing, überhaupt keine Raumwellen sondern Sommerfeldsche Oberflächenwellen waren. Wenn das der Fall ist, so dürfte ein direkter drahtloser Verkehr zwischen London und Neuseeland wissenschaftlich nicht zu den Unmöglichkeiten gehören.

Diese neueren Untersuchungen zeigen wieder, ein wie weites Feld, sowohl in wissenschaftlicher wie praktischer Hinsicht, die Radiotelegraphie für die Forschung bietet, aber auch wie gewagt es ist, ohne wesentliche Anhaltspunkte sich Spekulationen hinzugeben. E.

(Eingesandt 30. März 1912.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Neue Hitzband-Amperemeter für Hochfrequenzströme von Hartmann & Braun.

Wir entnehmen mündlichen und schriftlichen Mitteilungen des Herrn R. Hartmann-Kempf über das uns vorgeführte Instrument folgendes[1]):

Als einer der größten Vorteile der Hitzdrahtinstrumente galt von jeher ihre Unabhängigkeit von der Kurvenform und damit auch von der Frequenz des Stromes. Freilich gilt die völlige Unabhängigkeit streng genommen nur für die allgemein gebräuchlichen Frequenzen der Meßtechnik, ja selbst über diese Grenzen hinaus bis etwa 1000 Perioden des gewöhnlichen Wechselstromes in der Sekunde. Die

1) Vgl. auch Elektrot. Ztschr. 32, 1134, 1911.

Entwickelung der Hochfrequenztechnik hat nun das Bedürfnis nach einem wirklich zuverlässigen Strommesser für mehr als 1000 mal so hohe Frequenzen in den letzten Jahren sehr gesteigert; aber da man nichts Besseres hatte, so verwendete man zunächst die bisherigen Hitzdraht-Amperemeter mit Nebenschlüssen, den üblichen Shunts. Da zeigte sich nun bald, daß der Shuntwiderstand bei der Hochfrequenz — auch wenn man allerhand Kunstgriffe anwendet — derartig wächst, und die Stromverteilung sich dementsprechend so stark ändert, daß das Amperemeter einen viel zu großen, nämlich 2—10fachen Betrag anzeigt, und somit eine ganz falsche Vorstellung über die verfügbare Energie erweckt. Es könnte also ein solches Instrument als Antennen-Amperemeter höchstens qualitativ in Frage kommen.

Einen wesentlichen Fortschritt brachten die vor etwa 6 Jahren ebenfalls von Hartmann & Braun ersonnenen „ungeshunteten" Hitzdrahtinstrumente, bei welchen der gesamte Strom unmittelbar durch die Hitzdrähte geleitet wird. Aber auch diese Instrumente waren nur einigermaßen genau für relativ kleine Stromstärken. Sobald man nämlich den Meßdraht bzw. eine Mehrheit von Meßdrähten unterteilen mußte, um in der herkömmlichen Weise den Widerstand zum Durchlassen einer größeren Stromstärke herabzusetzen, entstanden mehr oder weniger wirksame Stromschleifen, Unsymmetrien und andere Störungen, so daß namentlich bei höheren Stromstärken Fehler bis zu 30 % konstatiert werden mußten. Zu den Mißlichkeiten mechanischer Natur gehört z. B. das Anlöten von stromführenden biegsamen Silberbändern an die Hitzdrähte. Die Lötstelle bleibt immer ein gefährdeter Punkt, der die Dauerhaftigkeit der Instrumente in Frage stellt.

Eine andere, allerdings zunächst nur theoretische Ausführungsmöglichkeit wurde ebenfalls vor einigen Jahren von Hartmann & Braun erkannt und später unabhängig davon von **Broca** verwirklicht. Der Vorschlag bestand in einer symmetrischen Anordnung von mehreren gestreckten Drähten, derart, daß keinerlei Stromschleife entstehen kann, und die Stromverteilung auf jeden Draht gleichmäßig vor sich gehen soll, auch bei beliebig hohen Frequenzen. **Broca** benutzte eine Anzahl zwischen zwei Zylinderscheiben befestigter Drähte von gewöhnlicher Länge. Die in einem solchen Instrument entwickelte Hitze ist aber derartig groß, daß das Instrument nach kurzer Dauer des Einschaltens wesentlich anders zeigt wie zuvor.

Die neuen, den eigentlichen Gegenstand der Betrachtung bildenden Hochfrequenz-Amperemeter bauen sich auf dem nämlichen theoretischen Grundgedanken auf wie die zuletzt besprochenen Instrumente. Es wird

nämlich auch die gesamte Energie durch eine Anzahl symmetrisch angeordneter Hitzbänder geleitet. Das Wesen der Neuerung ist vorwiegend konstruktiver Natur; es beruht aber auf Erkenntnissen, welche sich, wie so manche Neuschöpfung auf dem Gebiet der Hitzdrahtinstrumente, in geraden Gegensatz zu dem Herkömmlichen stellen. Es wird nämlich mit der Ansicht gebrochen, daß ein genaues Hitzdrahtinstrument einen möglichst langen Hitzdraht haben muß, und es wird die bisher als Übelstand beobachtete Tatsache, daß sich die Hitzdrähte in der Nähe der Stromzuleitungen weniger stark erwärmen, als in der Mitte, gerade als ein Vorteil erkannt, indem die bisher klein gehaltene Wärmeableitung nunmehr gerade möglichst groß gewählt wird. Es werden nämlich Hitzbänder von etwa dem fünften Teil der herkömmlichen Länge verwendet und ihre Einspannstellen bestehen aus massiven Metallblöcken von möglichst großer Wärmeleitfähigkeit. Hierdurch wird es möglich, sehr dünne und biegsame Bänder mit großer Oberfläche bei kleinstem Querschnitt zu benutzen, so daß das Leitungsvermögen selbst von den höchsten Frequenzen praktisch unbeeinflußt bleibt. Ohne abkühlende Wirkung der Einspannstellen würden diese Bänder trotz des hohen Schmelzpunktes des Platin-Iridiums durchbrennen und ohne ihre geringe Länge wäre wiederum der Spannungsabfall und die dadurch herbeigeführte Erhitzung des Instrumentes unzulässig hoch. Nicht zu unterschätzen ist auch die Ersparnis an dem teuren Platin-Iridium, da sonst die Kosten für dieses Material bei höheren Stromstärken unerschwinglich hoch ausfallen würden.

Es wird selbst für den Fachmann eines Hinweises bedürfen, daß die konstruktive Durchbildung des Instrumentes in mechanischer Hinsicht ebenfalls außergewöhnliche Schwierigkeiten mit sich brachte, so einfach das fertige Instrument auch aussehen mag. Man möge nur bedenken, wie die bei Hitzdrahtinstrumenten an sich schon sehr geringe gesamte Verlängerung, als der einzige auf das Meßsystem wirksame Faktor mit der Reduktion der Drahtlänge ebenfalls eine Einbuße erleiden mußte, so daß sie nur noch ungefähr 0,05 mm beträgt. Da diese minimale Verlängerung dem Wandern des Zeigers über die ganze Skala entspricht, so genügt ein leichtes Rechenexempel um einzusehen, daß eine unbeabsichtigte Verschiebung der Einspannstelle um nur 1 Zehntausendstel Millimeter bereits einen merklichen Anzeigefehler verursacht. Hieraus erklärt sich ohne weiteres die Notwendigkeit, den ganzen wirksamen Systemkörper mit außerordentlicher Präzision herzustellen und das Gebilde äußerst solide zu versteifen. Es wäre

unratsam, die beiden Einspannblöcke lediglich einseitig zu befestigen; sie müssen vielmehr durch mindestens drei kräftige Pfeiler miteinander verankert sein (wie aus Fig. 1 ersichtlich), wobei aber noch eine isolierende Trennschicht vorgesehen sein muß. Es war daher auch nicht daran zu denken, die herkömmliche Kompensationsplatte anzuwenden, vielmehr wurden die Materialien für die Versteifungen und für die

Fig. 1. Innere Einrichtung des Hitzband-Strommessers.

Grundplatte so gewählt, daß die Differenz ihrer Ausdehnungskoeffizienten verschwindend gering bleibt und daher die Schwankungen in der Raumtemperatur praktisch nicht mehr zur Geltung kommen.

Zwecks Vermeidung der bereits erwähnten gefährlichen Stromschleifen sind auch die aus stark wärmeableitendem Material (Kupfer) gewählten Stromzuleitungen geradlinig angeordnet und durch den Mantel des Instrumentes hindurch herausgeführt. Die aus Fig. 1 u. 2

noch ersichtliche Ausbildung der Marmorgrundplatte zur Sockelplatte ist neuerdings wieder verlassen und statt dessen durch eine auf einer gewöhnlichen Eisengrundplatte montierte Marmorplatte ersetzt worden. Hierdurch wird nicht nur eine äußere Gleichmäßigkeit mit den übrigen Instrumenten gewahrt, sondern auch — namentlich bei höheren Stromstärken — ein besserer Wärmeaustausch der eingeschlossenen Luft mit dem Außenraum herbeigeführt. Die häufig noch beobachtete Ängstlichkeit gegenüber dem schädlichen Einfluß benachbarter Eisenteile in Nähe der den Hochfrequenzstrom führenden Leiter ist unberechtigt. Es hat sich nämlich gezeigt, daß Eisenteile selbst in unmittelbarer Nähe der Hitzbänder keine nachweisbare Wirkung hervorgebracht haben. Viel bedenklicher sind die schon erwähnten Möglichkeiten einer unsymmetrischen Stromverteilung, die aber, wie nunmehr verständlich, bei der neuen Anordnung gänzlich vermieden wurden.

Fig. 2.
Hitzband-Amperemeter für Hochfrequenzströme.

Die Vorteile der neuen Erfindung erweisen sich bereits bei Strömen von 1—2 Ampere; sie gewinnen jedoch mit höheren Stromstärken an Bedeutung. Dies ist schon deshalb der Fall, weil mit den bisherigen ungeshunteten Instrumenten, ganz abgesehen von ihrer Unvollkommenheit, die Höchstgrenze schon bei 30—40 Amp. erreicht wenn nicht gar überschritten war, während es bei dem neuen System eigentlich eine Höchstgrenze nicht gäbe, wenn eine solche nicht durch die Raumbeanspruchung und die Materialkostenfrage bedingt wäre. Bis jetzt wurden die neuen Hochfrequenz-Amperemeter für Ströme bis zu 300 Amp. ausgeführt. Für Instrumente von noch höheren Stromstärken fehlte der praktische Bedarf, da die größten Anlagen der drahtlosen Telegraphie über höhere Leistungen wohl kaum verfügen. Ein solches Instrument muß entsprechend der relativ hohen Wärmeentwicke-

lung im Innern ein mit der Stromstärke wachsendes Luftvolumen besitzen. Aus diesem Grunde baut die Firma Hartmann & Braun die Amperemeter für kleinere Stromstärken bis maximal 10 Amp. in ein Gehäuse von nur 155 mm Grundplattendurchmesser ein; die nächste Größe mit 175 mm Grundplattendurchmesser reicht bis maximal 20 Amp. aus, während Instrumente von als normal anzusehender Größe von 225 mm Grundplattendurchmesser noch für Höchstbelastungen von 40 Amp. ausreichen. Darüber hinaus muß man schon zu Instrumenten von ungewöhnlicher Größe schreiten, so daß bei 100 Amp. Instrumentengehäuse von 260 mm, bei 150 Amp. solche von ca. 300 mm und bei 300 Amp. solche von 530 mm Grundplattendurchmesser vorgesehen werden müssen.

In neuester Zeit ist es auch gelungen, das konstruktiv keineswegs einfache Problem zu lösen, die neuen Hochfrequenz-Amperemeter in die übliche viereckige Kastenform einzubauen, welche das Instrument erst bequem transportabel macht. Diese transportablen Typen sind bereits für alle Ströme bis zu maximal 100 Amp. durchgebildet (Fig. 3).

Hinsichtlich der Genauigkeit der Instrumente haben sich die erwarteten Hoffnungen nicht nur erfüllt, sondern die verschiedenen Resultate, darunter auch solche, der maßgebendsten Prüfungsstelle waren über Erwarten gut. Betreffs der Hauptfrage, nämlich Unabhängigkeit von der Frequenz konnte konstatiert werden, daß die in der drahtlosen Telegraphie vorkommenden Hochfrequenzströme von etwa einer Million Schwingungen pro Sekunde noch ohne jeden fehlerhaften Einfluß bleiben, ja sogar bei einem mehrfachen dieser Frequenz wurden nennenswerte Abweichungen nicht mit Sicherheit beobachtet und erst bei Frequenzen von etwa 6 Millionen, mit denen die drahtlose Telegraphie sich wohl kaum zu befassen hat, schien sich ein Fehler von 1—2 % bemerkbar zu machen.

Im Vergleich zu den bisherigen „ungeshunteten" Hitzdrahtinstrumenten, wo man Fehler von 10—30 % in Kauf nehmen mußte, kann man das neue Hochfrequenz-Amperemeter tatsächlich als Präzisionsinstrument bezeichnen.

Erfreulich ist auch die mechanische Anzeigegenauigkeit des genannten Hitzbandsystems an sich; sie beträgt nämlich ungeachtet der geringen Länge der Meßbänder noch 1 %, also beinahe so viel, wie bei den besten bekannten Hitzdrahtinstrumenten. Die Einstellungsdauer bleibt ebenfalls nur unmerklich unter der der modernsten Hitzdrahtinstrumente für niedere Frequenzen zurück. Als ein großer Vor-

teil der massiven Konstruktion muß aber betont werden, daß die neuen Instrumente weniger empfindliche Teile aufweisen und sich daher

Fig. 3. Transportables Hitzband-Amperemeter.

ganz besonders zur Verwendung auf Schiffen, fahrbaren Stationen und dgl. eignen. E.

(Eingesandt 16. Januar 1912.)

Gedämpfte und ungedämpfte Schwingungen.

Von **L. W. Austin.**

Es hat sich mir der Gedanke aufgedrängt, daß die Erdabsorption von gedämpften und ungedämpften Schwingungen unter sonst gleichen Bedingungen verschieden sein könnte. Aus diesem Grunde wurde der folgende Versuch zwischen der Naval Academy in Annapolis, Md., und dem radiotelegraphischen Laboratorium in Washington ausgeführt. Die Antenne in Annapolis ist von der Harfenform ungefähr 150 engl. Fuß hoch. In derselben wurden gedämpfte Schwingungen erregt durch eine 2 KW. Sendeanordnung mit rotierender Funkenstrecke nach Fessenden, wie sie in unseren radiotelegraphischen quantitativen Messungen[1]) über große Entfernungen benutzt wurde.

Die kontinuierlichen Schwingungen wurden durch einen Poulsengenerator erzeugt. In beiden Fällen wurde die Resonanzkurve der Antenne mit Hilfe eines Wellenmessers untersucht um sicher zu sein, daß nur eine bestimmte Wellenlänge emittiert wurde. Die Koppelung der Fessenden-Anordnung wurde äußerst lose gemacht, um den Antennenstrom auf den Wert zu reduzieren, wie er unter Benutzung der Poulsen-Lichtbogenmethode zu erreichen war; das Dekrement betrug ca. 0,15. Dieser Antennenstrom wurde in beiden Fällen zu 3,5 Amp. und die Wellenlänge zu 1060 m festgestellt. Die Antenne des radiotelegraphischen Laboratoriums ist eine achtdrähtige Harfe von ca. 180 Fuß Höhe an der Spitze und 60 Fuß unten. Das Zentrum der Kapazität liegt so 120 Fuß über der Erde. Nimmt man die Höhe des Zentrums der Kapazität der Annapolis-Antenne zu 75 Fuß über der Erde an (nach den Daten der Tabelle XVI der zitierten Arbeit), so kann man den Energiebetrag berechnen, der bei der gegebenen Entfernung (30 Meilen engl.) über Meerwasser empfangen worden wäre. Reduziert auf einen Empfangsantennen-Widerstand von 25 Ohm würden hieraus $210 \cdot 10^{-6}$ Amp. resultieren. Der wirkliche empfangene Strom betrug $76 \cdot 10^{-6}$ Amp.; die Erdabsorption beläuft sich also auf 64 $^0/_0$.

Die Ströme wurden wie in den früheren Versuchen[2]) gemessen mit Hilfe eines gleichrichtenden Detektors und Galvanometers in einem mit der Antenne gekoppelten Kreis.

Die Galvanometerausschläge beliefen sich im Durchschnitt auf

1) Bull. Bur. of Stand. 7, 315, 1911 und Jahrb. 5, 75, 1911.

2) Bull. Bur. of Stand. 7, 295, 1911 und Jahrb. 5, 75, 1911.

80 mm und es konnte keine bestimmte Differenz zwischen den Ausschlägen, hervorgerufen von den gedämpften und ungedämpften Schwingungen, festgestellt werden. Die Unsicherheit der Beobachtungen betrug wahrscheinlich bis 10 %. Es wurde keine Korrektion angebracht für den Unterschied im wirksamen Widerstand der Empfangsantenne für die gedämpften und ungedämpften Wellen; dies mochte von 10 bis 20 % betragen.

Die Schlußfolgerung, die man ziehen kann, ist, daß die Absorption der Energie der Wellen beim Passieren über das in Frage kommende Land die gleiche war im Falle der ungedämpften und schwach gedämpften Schwingungen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler

(Nach dem Englischen. E.)

(Eingesandt 25. Februar 1912.)

Wir entnehmen den Nr. 2, 3, 4 der „Telefunken-Zeitung" folgendes:

Mitteilungen der Deutschen Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. (Debeg). Wichtig für das Publikum. Bei dem großen Umfang des Reisens in der heutigen Zeit wird es immer mehr Bedürfnis, mit Geschäftsfreunden, Verwandten usw. auch während Seereisen in telegraphischer Verbindung zu bleiben. Deshalb haben die Rheedereien sich entschlossen, auf allen größeren Passagierdampfern Stationen für drahtlose Telegraphie einzurichten. Diese Stationen stehen jedermann zur Entgegennahme und Absendung von Nachrichten jeglicher Art gegen die festgesetzten Gebühren zur Verfügung.

Die Praxis hat nun gezeigt, daß der Verkehr von Schiff nach Land immer mehr zunimmt, während von der Möglichkeit, auch von Land aus Telegramme an Schiffe auf See zu senden, nur wenig Gebrauch gemacht wird, weil das Publikum nicht weiß, wie ein derartiges Telegramm behandelt werden muß.

Nachfolgend sei darüber das Nötigste gesagt:

Der Passagier Hans Hoffmann befindet sich auf dem D. „Kaiserin Augusta Viktoria" der Hamburg-Amerika-Linie und hat am 11. Hamburg verlassen. Am 12. nachmittags soll ihm eine wichtige geschäftliche Mitteilung übermittelt werden. Die Telegramm-Adresse muß nun nach den Bestimmungen enthalten:

1. den Namen des Passagiers, an den es gerichtet ist, im Falle von Gefahr der Namenskollision mit ergänzenden Zusätzen,

2. den Namen und die Nationalität des Dampfers, auf dem der Passagier sich befindet,
3. den Namen der Küstenstation, über die das Telegramm an den Dampfer befördert werden soll,
4. im Kopfe oben den Gratisvermerk „Radio“.

Schwierigkeit macht stets die Bestimmung der Küstenstation, da hierzu Kenntnis der Lage und der Reichweite der einzelnen Küstenstationen Voraussetzung ist. Im Zweifelsfalle muß daher der Name der vermittelnden Küstenstation von der annehmenden Telegraphenanstalt festgesetzt werden. Im vorliegenden Falle würde der Beamte eine der englischen Kanalstationen bestimmen, voraussichtlich die Station Bolt Head.

Die Adresse würde also folgendermaßen lauten:

Hans Hoffmann
Kaiserin Auguste Viktoria deutsch
Bolt Head Radio.

Zur Annahme derartiger Radio-Telegramme sind alle Telegraphenanstalten des In- und Auslandes, soweit die Länder der Radiokonvention beigetreten sind, verpflichtet. Bei kleineren Telegraphenanstalten kann es vorkommen, daß der annehmende Beamte selbst nicht in der Lage ist, an Hand des ihm zugegangenen Materials die zutreffende Küstenstation zu bestimmen. In diesem Falle hat der Absender einen gewissen Betrag zu deponieren, das Telegramm wird nach einer Zentralstelle gesandt und dort wird dann die zutreffende Küstenstation bestimmt und hiernach der Tarif errechnet.

Die Gebühr für Radiotelegramme setzt sich zusammen:

1. aus der Gebühr für die Übermittelung auf den Linien des Telegraphennetzes (in Deutschland für 1 bis 10 Worte 50 Pf.), Landgebühr,
2. aus der Gebühr, die der Küstenstation für ihre Dienste zukommt (in Deutschland für 1 bis 10 Worte Mk. 1,50), Küstengebühr,
3. aus der Gebühr, die der Station an Bord des Schiffes für Annahme und Aushändigung des Telegramms zusteht (1 bis 10 Worte Mk. 3,50), Bordgebühr.

Die Gesamtgebühr für ein Radiotelegramm aus Deutschland an einen Dampfer über eine deutsche Küstenstation beträgt somit, falls das Telegramm 10 Worte nicht überschreitet, Mk. 5,50, dasselbe Telegramm kostet über eine französische Küstenstation Mk. 8,20, englische

Küstenstation Mk. 10,—, holländische Küstenstation Mk. 6,—. Die Gesamtgebühr wird bei der Aufgabe des Telegramms vom Absender erhoben.

Aus den nachstehenden Tabellen kann die in die Telegrammadresse einzusetzende Küstenstation ermittelt werden.

Geeignete Küstenstationen für Nordamerikafahrt.

Das Telegramm muß innerhalb Deutschlands aufgegeben werden:

	Stunden nach Abfahrt für			
	7 Tage Dampfer	9 Tage Dampfer	10 Tage Dampfer	12 Tage Dampfer
Norddeich (Deutschland)	4	4	5	5
Scheveningen (Holland)	10	18	20	22
North Foreland (England)	16	18	20	22
Bolt Head (England)	35	38	41	41
Ouessant (Frankreich)	40	45	52	56
Crookhaven (England)	45	50	55	59
Cape Race (Newfoundland)	110	122	136	150
Sable Island (Nova Scotia)	130	145	158	190
Siasconsett (Massachusetts)	146	160	180	220
Sagaponack (Neuyork)	150	170	200	240
Seagate od. Telefunk. Tower (N.Y.)	158	190	220	268

Der Zeitunterschied zwischen Europa und Amerika, sowie die Zeit für Landbeförderung ist bei Aufstellung dieser Tabelle berücksichtigt worden. In Zweifelsfällen ist stets die nächstfolgende Küstenstation zu wählen.

Für nach Philadelphia, Baltimore oder Boston bestimmte Dampfer kommen die Stationen des Staates Neuyork nicht in Frage.

Geeignete Küstenstationen für Südamerikafahrt.

Das Telegramm muß innerhalb Deutschlands spätestens aufgegeben werden:

1. Tag. Cuxhaven, Borkum, Norddeich, Scheveningen (abends).
2. Tag. Nieuport, Caister on Sea, Northforeland, Dunkerque, Boulogne, Niton, Cherbourg.
3. Tag. Niton, Bolt Head, Cherbourg, Lizard, Brest, Lorient, Ouessant.
4. Tag. Ouessant, Rochefort.
5. Tag. Keine Tagesverbindung.
6. Tag. Casablanca, Mogador.

(2.–6. Tag:) Nachts Verbindung mit St. Maries de la mer

7. Tag. Teneriffa.
8. Tag. Ev. Rufisque.
9. Tag.
10. Tag.
11. Tag.
} zurzeit nur Verbindung durch andere Dampfer durch Vermittelung Debeg-Berlin.
12. Tag. Abends Fernando Noronha.
13. Tag. Fernando Noronha.
14. Tag. Olinda.
15. Tag. Amaralina.
16. Tag. Tags keine Verbindung. Nachts (gegen 12) Babylonia.
17. Tag. Babylonia.
18. Tag. Monte Serrat.
19. Tag. Punta del Este, Montevideo.
20. Tag. Montevideo. Punta del Este. Buenos Aires.

In Zweifelsfällen muß stets die nächste Küstenstation gewählt werden. Die Deutsche Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegraphie, Berlin, Tempelhofer Ufer 9, Telegramm-Adresse „Debeg Berlin", vermittelt Radiotelegramme für Schiffe nach allen Weltgegenden.

Der Telefunkenturm in Nauen.

Es ist der Telefunkengesellschaft zusammen mit der Eisenkonstruktionsfirma Hein, Lehmann & Co., A.-G. (Reinickendorf), trotz der orkanartigen Stürme der letzten Wochen, das Wagestück gelungen, auf den bekannten auf einer Spitze in einem Kugelgelenk stehenden 100 m Eisenturm in Nauen, der frei pendelt und nur von drei Stahlseilen in seiner vertikalen Lage gehalten wird, noch einen zweiten Turm von 100 m Höhe aufzusetzen. Der Nauener Telefunkenturm [1]) Fig. 1 ist jetzt mit 200 m nächst dem Eiffelturm das höchste Bauwerk der Erde und in seiner Idee wohl die kühnste überhaupt vorhandene Eisenkonstruktion. Um den Turm herum sind in einem Abstand von 400 m vom Fußpunkt noch 18 Holzgerüste von je 30 m

1) Leider ist das monumentale Bauwerk inzwischen am 30. März durch einen gewaltigen Orkan wieder zerstört worden. Telefunken selbst scheint an der Zuverlässigkeit der Konstruktion nicht zu zweifeln; im Gegensatz dazu äußerte sich Prof. Guido Lamprecht, daß der Turm wohl nur durch Interferenz von Schwingungen der beiden Turmteile zu Fall gebracht worden sei; die Schwingungen waren wegen der Verschiedenheiten der Elastizitäten von verschiedener Dauer, deswegen mußten zu gewissen Zeiten die verderblichen Kräfte sich an der Bruchstelle in der Mitte addieren. Der Turm wird wieder aufgebaut. (Anmerkung d. Red. bei d. Korrektur.)

Höhe aufgestellt, an denen die von der Turmspitze schirmförmig auslaufenden je 200 m langen Antennendrähte befestigt sind. Die wirksame Kapazitätsfläche der Antenne beträgt etwa 120000 qm In einem

Fig. 1.

großen Neubau kommen zwei Hochfrequenz-Generatoren zur Erzeugung von je etwa 100 KW. Schwingungsenergie zur Aufstellung. Einer derselben ist nach dem System der tönenden Funken ausgeführt, der andere besteht aus einer von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft für die Telefunkengesellschaft konstruierten Hochfrequenzmaschine.

Diese zweifache Ausstattung erfolgt einerseits, um im großen Maßstabe Vergleichsversuche zwischen der Funkenmethode und der Hochfrequenzmaschine vorzunehmen, andererseits, um die in technischen und finanziellen Kreisen zurzeit verbreitete irrige Ansicht richtigzustellen, daß man zur Erzeugung sehr großer Schwingungsbeträge und zur Erzielung großer Reichweiten allein auf Hochfrequenzmaschinen angewiesen ist. Es ist zu hoffen, daß diese außerordentlich kostspielige Anlage in Nauen sich auch bewährt und daß nunmehr noch größere Aufgaben als bisher gelöst werden.

Telefunken im Eisenbahnbetrieb.

Durch Übereinkommen zwischen der preußischen und der schwedischen Eisenbahnbehörde wurde die Eisenbahnfähranlage Saßnitz—Trelleborg, die neueste Eisenbahnverbindung über die Ostsee, mit funkentelegraphischen Anlagen ausgerüstet.

Wie aus der Abbildung der Anlage in Saßnitzhafen (Fig. 2) ersichtlich, sind hier als Antennenträger zwei freistehende Gittermaste von 40 m Höhe errichtet, zwischen welchen eine normale T-Antenne ausgespannt ist. Im Hintergrund ist ein Fährschiff zu erkennen.

In Trelleborg wurde eine normale Schirmantenne installiert, welche von einem abgespannten Gitterturm von 45 m Höhe, wie auf der Abbildung ersichtlich, gehalten wird.

Die elektrische Energie für die festen Anlagen wird von vorhandenen Gleichstromnetzen entnommen. Die Anordnung der Innenapparatur der Stationen Saßnitz ist auf der Abbildung (Fig. 3) zu erkennen.

Die deutschen Fährschiffe „Preußen“ und „Deutschland“, wie auch die in schwedischer Verwaltung befindlichen Fährschiffe „Konung Gustaf V“ und „Drottning Viktoria“ sind mit Stationen der Type 0,5 TK (1 KW. Primär-Energie) ausgerüstet.

Die deutschen Fährschiffe sind mit L-Antennen versehen, die schwedischen mit normalen T-Antennen.

Bei der technischen Einrichtung ist ein Hauptgesichtspunkt gewesen, die größtmögliche Störungsfreiheit von den vielen in der Ostsee arbeitenden funkentelegraphischen Stationen zu erreichen. Zu diesem Zwecke benutzen die Stationen normal die Wellenlänge 450 m, welche von anderen Stationen nur ausnahmsweise verwandt wird, und arbeiten außerdem mit Zwischenkreisempfänger. Bisher ist durch dieses Mittel eine absolute Störungsfreiheit erzielt worden. Die Stationen sind zur weiteren Erhöhung der Betriebssicherheit so reichlich dimensioniert

worden, daß der Betrieb unter Anwendung von $^1/_4$ der zur Verfügung stehenden Schwingungsenergie aufrechterhalten wird.

Der gesamte Eisenbahnfährbetrieb wickelt sich nach der Einrichtung der funkentelegraphischen Anlagen viel leichter ab als vorher. Es können sich Saßnitz und Trelleborg über Zugverspätungen, zu erwartende Güterzüge und in sonstiger Beziehung zu treffende Dispositionen verständigen; auch können unterwegs befindliche Fährschiffe über eintretende Schwierigkeiten, wie z. B. Nebel oder Eis, und dadurch verursachte Verspätungen, die Bahnstationen bzw. die anderen Schiffe sofort benachrichtigen.

Fig. 2.

Einwirkung des Polarlichtes auf drahtlose Übermittelung.

Hochinteressante Einwirkungen, die mit Sicherheit auf das Auftreten von Polarlicht zurückzuführen sind, ließen sich bei der drahtlosen Nachrichtenübermittelung zwischen den neuen von der nor-

wegischen Telegraphenverwaltung in Betrieb genommenen und von der Deutschen Telefunken-Gesellschaft errichteten Stationen Spitzbergen und Ingoe (bei Hammerfest) beobachten.

Fig. 3.

Bei dem Erscheinen des Polarlichtes wurden die ankommenden Zeichen von Spitzbergen in Ingoe derart geschwächt, daß oft eine Auf-

nahme nach dem Gehör nur schwer möglich war; ja, es zeigte sich, daß die Zeichen auf längere Zeit vollkommen verschwanden.

Merkwürdiger jedoch war die beobachtete Tatsache, daß, während in Hammerfest kein Polarlicht zu beobachten war, das Vorhandensein eines solchen drahtlos von Spitzbergen gemeldet wurde, plötzlich die Zeichen in Hammerfest weit über die bisher beobachtete Lautstärke hinausgingen.

Weitere systematisch fortgesetzte Beobachtungen werden sicherlich auch eine Lösung dieser auffälligen Erscheinung ergeben.

(Eingesandt 20. März 1912.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Dr. K. Rottgardt in Charlottenburg hat sich durch Patent Nr. 244744 ein Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen schützen lassen, dessen Kennzeichen darin bestehen, daß einer mit Wechselstrom gespeisten Entladungsstrecke, an die ein oder mehrere Schwingungskreise angeschlossen sind, die hocherhitzten Dämpfe von Jod zugeführt werden. Zur Ausführung des Verfahrens werden die z. B. aus Zink bestehenden Elektroden der Entladungsstrecke in einem geschlossenen Behälter angeordnet. Den Elektroden wird hochgespannter Wechselstrom von z. B. 500 Perioden zugeführt, wobei die Entladung zunächst in Form eines inaktiven Lichtbogens vor sich geht. Durch Erhitzen des Behälters, in den Jod eingeführt ist, wird das Jod zum Verdampfen gebracht. Der Zustand der Entladungsstrecke ändert sich dabei zunächst nicht. Mit fortschreitender Erhitzung nimmt die Entladung dann plötzlich eine andere Form an, wie ihr Aussehen und der einsetzende zischende Ton erkennen lassen. Ein in den angeschlossenen Schwingungskreis eingeschaltetes Meßinstrument zeigt an, daß gleichzeitig in dem Kreise eine erhebliche Schwingungsenergie auftritt. An einem Kontrollinstrument mit rotierender Heliumröhre kann man ersehen, daß der Lichtbogen disruptiv geworden ist und daß die Entladungen in der Periode des zugeführten Wechselstroms auftreten. Die Verdampfung des Jods bzw. die Erhitzung des Joddampfes kann natürlich auf beliebige Weise erfolgen; so kann z. B. die in der Entladungsstrecke erzeugte Wärme benutzt werden, auch kann, falls eine starke Dämpfung des den Strom für die Entladungs-

strecke liefernden Kreises gewünscht wird, ein in diesen Kreis eingeschalteter Widerstand zur Erhitzung des Jods dienen.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin verwendet nach D. R. P. Nr. 244846 Isolationszwischenlagen für Funkenstrecken aus Acetylzellulose. Bishor hatte man Isolationszwischenlagen aus Papier bzw. Preßspan und aus Glimmer verwendet. Das Papier hat aber den Nachteil, daß es bei den verlangten geringen Dicken von etwa 0,1 mm nicht homogen genug ist, so daß ein größerer Bruchteil dieser Zwischenlage durchschlägt; außerdem ist Papier brennbar, stark hygroskopisch und wird außerdem leitend. Glimmer hat diese Nachteile zwar nicht, es ist aber schwer, ihn in den Dicken zu spalten, in denen man ihn braucht. Acetylzellulose dagegen vereinigt die Vorteile der genannten Materialien, ohne deren Nachteile zu besitzen. Sie läßt sich zu Platten von jeder beliebigen Dicke verarbeiten, ist nicht hygroskopisch, unverbrennbar und genügend gut isolierend. Sie besitzt ferner den für die Praxis sehr wichtigen Vorteil, daß sie sich ohne Veränderung ihrer elektrischen Eigenschaften färben läßt. Man kann deshalb Platten von 0,1, 0,2, 0,3 mm Stärke durch verschiedene Färbung voneinander unterscheiden und braucht deshalb zur Feststellung der Dicke nicht erst zu unzuverlässigen und von Laien schwer ausführbaren Messungen mittels Tasters o. dgl. zu greifen.

Das Patent Nr. 244780 von Dr. E. F. Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft eine Ausführungsform der Vorrichtung zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen nach Patent Nr. 199489, zu dem es ein Zusatzpatent darstellt. Das Hauptpatent ist bereits im Jahrb. **2**, 230, 1908 beschrieben worden, es bezieht sich auf eine Lichtbogenanordnung, bei welcher der Lichtbogen rotiert; um größere Mengen elektrischer Schwingungsenergie zu erzeugen, schaltet man dabei gewöhnlich mehrere derartige Lichtbogengeneratoren in Reihe. Dies ist aber umständlich und kostspielig. Hier sollen nun als Elektroden zwei oder mehrere Paare von konzentrischen Ringen verwendet werden, welche sich mit ihren Stirnseiten gegenüberstehen und derart miteinander verbunden sind, daß die zwischen ihnen entstehenden Lichtbögen in Reihe geschaltet sind. Hierdurch wird bezweckt, größere Schwingungsenergien zu erzeugen bei Verwendung nur einer Lichtbogenkammer und einer Zündvorrichtung. In Fig. 1 ist ein Schnitt durch die Elektroden dargestellt. $a_1\ a_2\ a_3$ sind die konzentrischen Ringe der einen Elektrode und $b_1\ b_2\ b_3$ die konzentrischen Ringe der anderen Elektrode, die fest auf isolierenden Platten $d_1\ d_2$ sitzen und gleichzeitig mit diesen bewegt und somit gemeinsam, sei es von Hand

oder elektromagnetisch, gezündet werden können. Zwischen je einem Paar gegenüberstehender Ringe wird ein Lichtbogen gebildet, und die einzelnen Ringe sind derart miteinander verbunden, daß sämtliche Lichtbögen in Serie geschaltet sind. Sämtliche Elektroden befinden sich in einer gemeinsamen Lichtbogenkammer, welche in bekannter Weise mit einer flüssigen oder gasförmigen Wasserstoffverbindung angefüllt werden kann. Man kann somit eine beliebige Zahl von Lichtbögen verwenden, ohne mehr als einen Generator nötig zu haben.

Fig. 1.

E. Wilson in London und W. H. Wilson in Norbiton (Surrey, Engl.) haben unter Nr. 244845 ein Patent erhalten auf ein Verfahren und Einrichtungen zum Erzeugen von Entladungen mit hoher Spannung. Sie verwenden dabei u. a. die in Fig. 2 dargestellte Schaltung; in dieser bedeutet *1* einen Widerstand mit Selbstinduktion, *2* eine Induktionsspule oder einen Umformer mit primärer (*5*) und sekundärer (*9*) Windung, *3* einen Kondensator und *4* einen Kontaktgeber.

Fig. 2.

Diese Apparate sind in folgender Weise verbunden: Der Widerstand *1* liegt in Reihe mit der Primärwickelung *5* der Induktionsspule *2* und bildet einen Stromkreis. Parallel zu letzterem liegt der Kondensator *3*. Der Kontaktgeber *4* wirkt in folgender Weise: a) Er verbindet diese beiden parallelen Stromkreise mit einer Leitung *6*, welche zu der Energiequelle *8* führt. Letztere sendet einen Strom durch die Wickelungen *1* und *5*, erzeugt dadurch in ihnen magnetische Felder und ladet gleichzeitig den Kondensator *3*; b) er schaltet die beiden parallelen Stromkreise von der Leitung *6* und damit von der Energie-

quelle *8* ab, so daß nun der induktive Widerstand *1*, die Primärwickelung *5* sowie der Kondensator *3* in Reihe liegen und einen oszillierenden Stromkreis mit verhältnismäßig langer Periodizität bilden. Der Kondensator *3* entlädt sich über den induktiven Widerstand *1* sowie die Primärwickelung und fügt seine Energie derjenigen hinzu, welche bereits in diesen Wickelungen aufgespeichert ist. Jetzt nimmt die Stärke der magnetischen Felder in dem induktiven Widerstand *1* und der Primärwickelung *5* ab, wodurch der Kondensator *3* in der umgekehrten Richtung geladen wird. In dem Augenblick, wo der Kondensator *3* in dieser umgekehrten Richtung voll geladen ist, führt der Kontaktgeber *4* seine dritte Wirkung aus; er schließt nämlich c) den äußeren Widerstand *1* kurz. Der oszillierende Stromkreis be-

Fig. 3.

steht nun aus dem Kondensator *3* in Reihe mit der Primärwickelung *5*, und seine Periodizität ist kürzer als in dem ersten Falle, wo der induktive Widerstand *1* nicht kurz geschlossen war. Der Kondensator *3* entlädt sich nun mit großer Schnelligkeit über die Primärwickelung *5* und induziert so eine hohe elektromotorische Kraft in der Sekundärwickelung *9* der Induktionsspule *2*. Hiermit ist der Kreislauf der Arbeitsweise beendet, und der Kontaktgeber *4* wiederholt diese Stromschließungen fortlaufend. In der Patentschrift sind noch weitere Abänderungen dieser Schaltung und Ausführungen von Kontaktgebern beschrieben, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann; es mag nur die Abänderung nach Fig. 3 erwähnt werden. Hierbei ist ein schwingender Kontakt *38* vorgesehen, welcher durch das magnetische Feld des induktiven Widerstandes *1* bewegt und zum Kurzschließen des letzteren in dem erforderlichen Zeitpunkt benutzt wird. Dieser Kontaktgeber liegt in Reihe mit der auf der Trommel schleifenden Bürste *13*, so daß der Kurzschluß des induktiven Widerstandes aufgehoben wird, bevor letzterer wieder mit der Stromquelle in Verbindung kommt. Bei dieser Anordnung hat man den Vorteil,

daß die Zeit, zu welcher der induktive Widerstand kurzgeschlossen wird, von den Änderungen in der Geschwindigkeit des Motors unabhängig wird.

Das Patent Nr. 239662 von Fr. Kuppelmayr in München betrifft eine Einrichtung zum drahtlosen Telegraphieren; sie ist in Fig. 4 dargestellt. *SM* bedeutet daselbst ein Starkstrommikrophon, welches mit dem zu ihm parallel geschalteten Kondensator C_1 im Primärstromkreis des Induktoriums *J* des Senders liegt, der die Funken-

Fig. 4.

strecke *F* und den Schwingungskreis $C_2\,S$ enthält. Der Taster *l* dient zum Anrufen, *V* ist der Antennenumschalter, dessen Kontakt *X Y* zum Senden und Empfang lediglich zum Zwecke der drahtlosen Telegraphie dienen; der Mittelkontakt *K* führt zum Telephonhakenhebeldrehpunkt mit den Kontakten *B D G H*. *Q R* und *Fr* bilden den Empfänger. Um nun das direkte Gegensprechen wie bei der Drahttelephonie zu ermöglichen, ist der Primärteil T_1 des den Hörer beeinflussenden Transformators $T_1\,T_2$ mit seinem Kondensator C_3 im Hochspannungsstromkreis von der Antenne *A* zur Erde hintereinandergeschaltet. Beim Sprechen auf anormal nahe Distanzen bzw. sobald die Sprechdeutlichkeit nachläßt, soll dabei ein weicher Eisenkern in den Transformator eingeführt werden. Der Transformator muß einen im Ver-

hältnis zum Widerstand des Hochspannungskreises größeren Widerstand besitzen.

Eine Anordnung zum gleichzeitigen Aussenden und Empfangen von Zeichen mittels elektromagnetischer Wellen betrifft das D. R. P. Nr. 242956 von R. A. Fessenden in Brant Rock (Mass., V. St. A.); diese ist in Fig. 5 dargestellt. Die Zeichen werden dabei mit Hilfe von Schwebungen erzeugt, die in einem Telephonempfänger durch die Wechselwirkung der von einem lokalen Hochfrequenzerzeuger (131)

Fig. 5.

hervorgerufenen Schwingungen und der in dem Telephonstromkreis von den von der Sendestation empfangenen elektromagnetischen Wellen hervorgerufen werden. Wenn man den lokalen Hochfrequenzerzeuger (131) zugleich zum Geben von Zeichen (122, 123) benutzen will, so wird beim Schließen und Öffnen des Sendetasters 120 im Telephonempfänger 116 jedesmal ein Geräusch entstehen, was sehr störend ist. Um das zu verhindern, schaltet Fessenden in den Stromkreis, in welchem sich der Sendetaster befindet, die Primärspule eines Transformators (124, 126) ein, der dazu dient, die Einwirkung des Transformators 106, 107 auf den Empfangskreis auszugleichen und jegliche Geräusche in dem Telephonempfänger abzuscheiden, die auf das Schließen und Öffnen des Tasters 120 zurückzuführen sind.

Durch das Patent Nr. 243241 der Gesellschaft für drahtlose

Telegraphie in Berlin ist eine Ausführungsform des bekannten, durch Patent Nr. 150149 nebst Zusatzpatente Nr. 152054 und Nr. 176401 geschützten elektrolytischen Detektors geschützt worden, die in Fig. 6 und Fig. 7 in zwei Projektionen dargestellt ist. Sie besteht darin, daß das die Flüssigkeit enthaltende Gefäß (*1*) mit mehreren Elektrodenpaaren (*2*, *3*) versehen ist, von denen stets nur je ein Paar von der Flüssigkeit umspült wird, während die anderen Paare durch Drehen des Gefäßes nacheinander mit der Flüssigkeit in Berührung gebracht

Fig. 6.

Fig. 7.

werden können. Man kann demnach eine Umschaltung von einem Elektrodenpaar auf ein anderes vornehmen, ohne daß man dazu irgendeinen Schalter zu verwenden braucht. *4* sind Schleifringe, die von den Abnehmerbügeln *5* umfaßt werden, die gleichzeitig die Lagerböcke des Detektors bilden und mit einer Grundplatte *6* aus isolierendem Material verbunden sind.

Eine veränderliche Selbstinduktion betrifft das D. R. P. Nr. 243955 derselben Gesellschaft. Diese Selbstinduktion besteht aus einer an einem Kreuz befestigten Metallbandspirale. Das Metallband wurde bisher mit dem Holzkreuz dadurch verbunden, daß es im Einschnitte desselben eingeschoben wurde. Diese Verbindung macht noch eine Sicherung gegen Herausfallen notwendig, die bisher durch ein zweites Kreuz erfolgte, das von der anderen Seite auf die Spirale geschoben wurde. Diese Anordnung hat den Nachteil, daß man beim Verändern der Selbstinduktion an den Stellen, wo das zweite Kreuz sich über die Spirale legt, den Abnehmer abheben muß, so daß eine stetige Veränderung nicht möglich ist. Um diese Nachteile zu vermeiden,

wird das Metallband in den Einschnitten des Kreuzes dadurch gehalten, daß Drahtstückchen in Löcher am Ende der Einschnitte durch das Kreuz hindurchgesteckt und mit dem Metallband verlötet werden.

Ferd. Schneider in Fulda hat sich durch D. R. P. Nr. 237933 einen Fritter schützen lassen, welcher feststehende Elektroden aus elektrisch gut leitendem Material und einem zwischen ihnen gelagerten und dadurch den Fritterspalt bildenden Glimmerring geringer Dicke besitzt. Die Elektroden sind dabei röhrenförmig ausgebildet und durch einen Glimmerring von geringer Stärke (beispielsweise von 0,1 mm) voneinander getrennt. Der Glimmerring kann dabei außerhalb seiner Mitte eine einfache oder mehrfache Durchlochung besitzen, zum Zwecke, durch Drehen des Fritters um seine Längsachse eine Einstellung seiner Empfindlichkeit zu ermöglichen. Die Durchlochungen des Glimmerringes können dabei z. B. durch Aussenken schneidenförmig ausgebildet sein, zum Zwecke, eine exakte Entfritterung zu gewährleisten.

(Eingesandt 18. März 1912.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Wir erhalten auf eine Anfrage bei Herrn Dr. Poulsen von ihm folgende Zuschrift:

In Beantwortung Ihrer Postkarte vom 15. d. Mts. teile ich Ihnen bezüglich meines „Rapport Officiel“ [1]) betr. drahtlose Telephonie für den elektrischen Kongreß in Turin folgendes mit:

Ihr Zitat von A. Marino zeigt, daß er unrichtig referiert, indem er schreibt: „Poulsen, qui dit que l'on arrivera à communiquer par la téléphonie sans fil à des distances très considérables, en utilisant précisément des variations dans la longueur des ondes émises.“

In meinem Rapport steht betreffs dieser Frage:

„Selon moi on n'est pas encore parvenu à des résultats satisfaisants par un tel dispositif; mais, comme je viens de le dire en parlant des différents microphones, la solution du problème de trouver la construction la plus favorable d'un microphone à courant puissant, amènera probablement une téléphonie sans fil sur des distances très considérables, par l'application précisément de variations dans la longueur des ondes radiées.“

---

1) Ich bedauere, daß mein Rapport irrtümlich auf dem Kongreß verteilt wurde, ohne daß man meine Korrektur abwartete, so daß sowohl Übersetzer-Mißverständnisse wie Druckfehler ihn in hohem Grade verunzieren.

Im übrigen würde eine solche Radiotelephonie auf Schwierigkeiten bei der Abstimmung nicht stoßen, indem man — wie an einer anderen Stelle des Rapports vorher mitgeteilt ist — sich mit einer Variation der Länge der beständig ausgestrahlten Wellen von ca. $1/2$ % begnügen können wird.

Ich erlaube mir gleichzeitig auf ein kleines Mißverständnis in Ihrer historischen Behandlung des Tongebens im „Jahrbuch" und an anderer Stelle aufmerksam zu machen, wo die Reichweite des Poulsensystems beim Tongeben als gering erwähnt wird, wegen der fehlenden Mittel die für eine große Reichweite erforderlichen, großen Energievariationen hervorzubringen. Hierzu muß ich bemerken, daß mein Tongeber durch Verstimmung wirkt, welche ganz klein gemacht werden kann, z. B. ca $1/2$ %. Es ist somit nicht die Rede davon, große Energievariationen hervorzubringen, sondern nur davon einen kleinen Prozentsatz von den in der Antenne spielenden Strömen zu unterbrechen, um die genannte kleine Variation der Wellenlänge (Verstimmung) zu erzielen.

V. Poulsen

(Eingesandt 20. Februar 1912.)

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

F. E. Kretzschmar, Die Krankheiten des stationären elektrischen Blei-Akkumulators, ihre Entstehung, Feststellung, Beseitigung, Verhütung. (Für Batteriebesitzer, Betriebsleiter, Maschinenmeister und Installateure.) Verlag R. Oldenbourg, München 1912. Geb. M. 6.—

T. H. Aspestrand, Die gebräuchlichsten Wechselstromwickelungen. Polytechnischer Verlag M. Hittenkofer, Strelitz in Mecklenburg 1912. M. 1.35.

E. Abderhalden, Fortschritte der Naturwissenschaftlichen Forschung. Band IV. Verlag Urban & Schwarzenberg, Berlin u. Wien 1912. M. 15.—, geb. M. 17.—

H. Grünbaum, Funktionenlehre und Elemente der Differential- und Integralrechnung. 3. Aufl. Verlag von Fr. Grub, Stuttgart 1912. Brosch. M. 3.20, geb. M. 4.—

Lothar Schrutka Edlem von Rechtenstamm, Theorie und Praxis des logarithmischen Rechenschiebers. Verlag Franz Deuticke, Leipzig u. Wien 1911. M. 3.—

L. Graetz, Die Elektrizität und ihre Anwendungen. 16. Aufl. 1912. Verlag J. Engelhorns Nachf., Stuttgart. Geb. M. 9.—

Martin Krause-Emil Naetsch, Theorie der elliptischen Funktionen. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1912. Geh. M. 3.60, geb. M. 4.—

G. Brion, Leitfaden zum elektrotechnischen Praktikum. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig 1910. Geh. M. 10.—, geb. M. 11.—

Charles Gibson-Hanns Günther, Was ist Elektrizität. Kosmos Ges. d. Naturfreunde; Franckhsche Verlagsbuchhandlung Stuttgart. 3. Aufl. 1912. M. 1.—

AEG-Zeitung, März 1912.

Telefunken-Zeitung, 1. Jahrgang Nr. 3 u. 4.

Otto Lampa, Wechselstromversuche (Heft 42: Die Wissenschaft). Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1912.
Geh. M. 5.—, geb. M. 5.80

M. Dieckmann, Experimentelle Untersuchungen aus dem Grenzgebiet zwischen drahtloser Telegraphie und Luftelektrizität; erster Teil. 2. Heft von „Luftschiffahrt u. Wissenschaft" herausgegeben von J. Sticker. Verlag Julius Springer, Berlin 1912. M. 3.—
(Eingesandt 18. März 1912.)

Literaturverzeichnis.

Abraham, M., Atti d. R. Acc. dei Linc. Nr. 12, S. 678, 1912. Sulla teoria della gravitazione.

Addenbrooke, G. L., Electrician 68, 829, 1912. On the properties of dielectrics in alternating fields.

Arco, Georg Graf von, Ztschr. f. Schwachstr. 6, 67, 1912. Der heutige Stand der drahtlosen Telegraphie.

Bellini-Tosi, Ztschr. f. Schwachstr. 6, 22, 1912. Verbesserungen im Radiotelegraphie-System Bellini-Tosi mit gerichteten Wellen.

Bellini, E., L'Électricien 43, 90, 1912. Le compas azimutal Hertzien.

Bourgeois, C. R. Tome 154, 181, 1912. Résultats des observations faites pour la détermination, par la télégraphie sans fil, de la difference de longitude entre Paris et Bizerte, obtenus par Noiret et Bellot.

Brenot, Elektrot. Ztschr. 33, 194, 1912 (Ref. über Rev. d. l'Él. 2, 387, 1910). Geographische Messungen mittels drahtloser Telegraphie.

Campbell, Normann, Phys. Ztschr. 13, 120, 1912. Relativitätsprinzip und Äther. (Eine Entgegnung an Herrn Wiechert.)

Chaffee, E. Leon, Proc. Amer. Ac. 47, 267, 1911. A new method of impact excitation of undamped oscillations and their analysis by means of Braun tube oscillographs.

Charlton, James L., Electr. World 59, 196, 1912. Wireless telegraphy on the Atlantic Coast of the United States.

Debye, P., Phys. Ztschr. 13, 97, 1912. Einige Resultate der kinetischen Theorie der Isolatoren.

Décombres, L., C. R. Tome 154, 191, 1912. Sur la théorie des diélectriques.

Dieckmann, M., Phys. Ztschr. 13, 108, 1912. Das Elektrometerwehr.

— Phys. Ztschr. 13, 165, 1912. Thermischer Indikator zur Resonanzbestimmung nach der Nullmethode.

Edwards, H. W., Electrician 68, 728, 1912. The distribution of current and the variation of resistance in linear conductors of square and rectangular cross-section when carrying alternating currents of high frequency.

Egnér, Carl u. Holmström, J. Gunnar, Elektrot. Ztschr. 33, 205, 242, 1912. Das Starkstrommikrophon Egnér-Holmström.

Electrical World 59, 341, 1912. Recent experiments in „wired wireless" telegraphy.

Guillet, Soc. Franc. de Phys. Nr. 116, S. 3—4, 1911. Étincelle primaire substituée aux interrupteurs d'excitation de la bobine de Ruhmkorff. Contribution à la théorie des interrupteurs.

Gutton, G., Journ. d. Phys. Tome II (5), 41, 1912. Comparaison des vitesses de propagation de la lumière et des ondes électromagnétiques le long des fils métalliques.

Hartmann-Kempf, R., Ztschr. f. phys. Unterr. 24, 325, 1911. Über wichtigere Resonanzerscheinungen und deren experimentelle Vorführung.

Hausrat, H., Elektrot. Ztschr. 33, 79, 1912. Über die Daten, die zur vollständigen Beurteilung elektrischer Meßinstrumente erforderlich sind.

Hiecke, Richard, E. u. M. 30, 69, 1912. Zur Theorie des Funkeninduktors.

Holmström, J. G., s. Egnér, Carl.

Howe, G. W. O., Electrician 68, 848, 925, 1912. The variation in intensity of radio-telegraphie waves with distance (vgl. ebenda S. 888 Diskussion von J. A. Fleming, J. Swinburne, J. Erskine-Murray).

Jégou, Paul, C. R. Tome 154, 423, 1912. Effet de résonance secondaire dans les récepteurs de télégraphie sans fil.

Khan, H. R., Electrician 68, 843, 1912. Water Wireless Telegraphy.

Kiebitz, Franz, Ber. D. Phys. Ges. Heft 1 S. 10, 1912. Über die Geschichte der Erdantennen.

— Elektrot. Ztschr. 33, 132, 1912. Über aperiodische Detektorkreise.

— Electrician 68, 868, 1912. Recent experiments on directive wireless telegraphy with earth-antennae.

Kimura, Shunkichi, Elektrot. Ztschr. 33, 627, 1912. Calculations for 1000 Spark Frequency.

Limb, C., C. R. Tome 154, 625, 1912. Électrisation par la pluie d'une antenne de télégraphie sans fil.

Marconi, G., Rev. Sc. 50, 161, 1912. La Radiotélégraphie. (Conférence faite à la Royal Institution of Great Britain [Londres] le 2 juin 1911.)

Marino, Algeri, L'Électricien Tome 43 (2), 49, 1912. Nouveau dispositif pour la modulation des ondes électriques dans la téléphonie sans fil.

Mosler, Elektrot. Ztschr. 33, 224, 1912. Sonnenlicht, Gebirge u. Wellentelegraphie (vgl. P. Schwarzhaupt ebenda 32, 1313, 1911).

Pedersen, P. O., Helios 18, 77, 1812. Über die Geheimhaltung von Radiotelegrammen (vgl. Congr. intern. d. appl. elettriche Torino. Tema Nr. 26. La ricerca della segretezza nelle communicazioni radiotelegrafiche; vgl. auch L'Électricien Tome 43 (2), 89, 1912.

Pichelmayer, Karl u. Schrutka, K. von, Elektrot. Ztschr. 33, 129, 1912. Eine neue Methode der Analyse von Wechselstromkurven.

Poulsen, V., L'Électricien 43, 88, 1912. La téléphonie sans fil.

Pozaryski, M., Téléphonie sans fil Wektor 1911, 160—171 (Polnisch).

Rayner, E. H., Electrician 68, 725, 762, 1912. High-voltage tests and energy losses in insulating materials.

Reich, M., Phys. Ztschr. 13, 228, 1912. Über die Strahlung einer Antenne in Abhängigkeit von ihrer Form.

Rothé, A., C. R. 154, 193, 1912. Sur la réception des radiotélégrammes météorologiques avec antennes réduites (vgl. L'Électricien 32, 126, 1912).

Schrutka, Lothar von, s. Pichelmayer, K.

Seibt, G., Elektrot. Ztschr. 33, 137, 1912. Instrumentarium zur Untersuchung von Mineralien auf Wellenempfindlichkeit und Demonstration elektrischer Schwingungen (vgl. auch Ztschr. f. Schwachstr. Heft 4 u. 5, 1912).

— Elektrot. Ztschr. 33, 254, 1912. Zur Beseitigung eines geschichtlichen Irrtums über die Widerstandserhöhung von Spulen bei schnellen Schwingungen.

— Ztschr f. Schwachstr. 5, 649, 1911. Ein Präzisionsdrehplattenkondensator und eine Methode zur Vergleichung von Kapazitäten.

Sörensen, Aage S. M., Electrician **68**, 804, 1912. **A summary of the theory of the production of electric oscillations.**

Soret, A., La Lum. él. **34**, 113, 1912. **Audiphone magnétique bilatéral.**

Stone-Stone, John, Elektrot. Ztschr. **33**, 111, 1912. **Schwingungszahlen und Dämpfungskoeffizienten gekoppelter Oszillatoren.**

Telefunken, Ztschr. f. Schwachstr. **6**, 49, 76, 1912. **Rückblick auf die Tätigkeit der Telefunken-Gesellschaft.**

Turpain, Albert, Journ. de phys. Febr. 1912 S. 105. **Inscription graphique des signaux de l'heure émis par la tour Eiffel. Possibilité d'enregistrement des télégrammes sans fil.**

Vallauri, G., Electrician **68**, 582, 1912. **A static frequency duplicator.**

Walter, H., Ztschr. f. Schwachstr. **6**, 21, 1912. **Die drahtlose Telegraphie in Marokko.**

Yensen, Trygoe D., Elektrot. Ztschr. **33**, 82, 1912. **Starkstromkondensator für Hochspannungszwecke.**

Zahn, Hermann, Ann. Phys. **37**, 330, 1912. **Über magnetischen Skineffekt von Metallscheiben in hochfrequenten Wechselfeldern.**

Zehnder, L., Ztschr. f. Schwachstr. **6**, 37, 1912. **Über die Beseitigung der Antennen bei der drahtlosen Telegraphie.**

— Dinglers Polyt. J. **93**, 105, 1912. **Über die Geheimhaltung drahtloser Telegramme.**

— La Lum. él. Tome **17** (2), 277, 1912. **La télégraphie sans fil est-elle basée sur la propagation des ondes hertziennes dans la terre?**

Zipp, Hermann, Elektrot. Ztschr. **33**, 182, 1912. **Neue dynamometrische Methoden zur Messung von L, C und ω.**

(Eingesandt 18. März 1912.)

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 5. 1912. Heft 6.

Der Einfluss der Koppelung bei langsamen ungedämpften Schwingungen.

Von **Solomon Subkis.**

(Schluß.[1])

Weit ausgeprägter traten die eben besprochenen Vorgänge bei weiterer Verkleinerung der Primärstromstärke auf ca. 1,5 Amp.) hervor. Dazu erleichterte die nun viel größere Regelmäßigkeit der Schwingung die Beobachtung.

Die Ergebnisse sind die folgenden:

a) Kleine Bogenlänge (ca. $^1/_2$ mm).

Im nicht gekoppelten Primärkreis entstand eine regelmäßige Schwingung 2. Art, deren Grundton derselbe war wie für dieselbe Lichtbogenlänge, bei 1,8 Amp. (*gis* = ca. 415 Schwingungen). Wurde nun bei fester Koppelung der bisher offene Sekundärkreis kurz geschlossen, so sprang der Ton dauernd auf den reinen höheren (annähernd *cis* = ca. 550 Schwingungen über, der bei größerer Stromstärke nur eben angesetzt hatte. Die Stromkurve war nun eine nur wenig deformierte Sinuskurve. Brachte man umgekehrt die Schwingung in Gang, während der Sekundärkreis schon geschlossen war, so entstanden fast immer von vornherein diese Schwingungen 1. Art. Wurde nun diese Koppelung allmählich loser gemacht, so sank die Tonhöhe ganz allmählich und wurde schließlich beim Koppelungsgrad $K = 0$ gleich der bei offenem Sekundärkreis. Wurde nun wieder allmählich fester gekoppelt, so wurde die Reihe der Schwingungszahlen

1) In dem im vorigen Heft veröffentlichten Anfang der Arbeit ist auf S. 509 unten für die Selbstinduktion in Henry der Wert 0,0227 einzufügen.
Die Red.

in umgekehrter Folge durchlaufen. Die bei fester Koppelung fast ganz sinusförmige Stromkurve zeigte bei abnehmender Koppelung allmählich wachsende Abflachung der unteren Krümmung, schließlich ganz ausgeprägt die Form bei Schwingungen 2. Art.

Dieses Verhalten war abhängig von der genaueren Abstimmung der beiden Schwingungskreise. Bei einer Verstimmung traten folgende Erscheinungen auf:

α) Bei Verkleinerung der Wechselzahl des Sekundärkreises durch Vergrößerung seiner Kapazität C blieb qualitativ alles ungeändert, nur wurde der Ton des Bogens tiefer (z. B. bei Zuschaltung von 1,2 M. F. — ca. = 520 Schwingungen); doch war selbst bei Zuschaltung von 7 M. F. der Ton noch höher (ca. 470 Schwingungen) als bei offenem Sekundärkreis.

β) Bei Vergrößerung der Wechselzahl des Sekundärkreises durch Verkleinerung von C_2' bewirkte schon eine Verstimmung von ca. $^1/_2$—1 $^0/_0$ eine qualitative Abweichung. Der Ton sank bei allmählich abnehmender Koppelung nur bis zu einem ganz bestimmten Koppelungsgrad kontinuierlich; dann trat ein sprungweises Umschlagen zu einem tieferen Ton ein (um etwa $^1/_2$ Ton). Der Koppelungsgrad, bei dem das Umschlagen eintrat, war um so fester, je größer die Verstimmung war. Bei Zuschaltung von ca. 1 M. F. ungefähr — Tonerniedrigung von ca. 450 auf 400 Schwingungen. Bei noch größerer Verstimmung waren die Schwingungen 1. Art bei fester Koppelung überhaupt nicht mehr zu erhalten. Bei weiterer Lockerung der Koppelung nach dem Umschlagen stieg der Ton wieder etwas an bis zu der für die Schwingung 2. Art bei offenem Sekundärkreis charakteristischen Höhe. Ging man dagegen nach dem Umschlagen wieder zu festerer Koppelung über, so vertiefte sich der Ton kontinuierlich, bis auf ca. 350 Schwingungen bei der festesten Koppelung.

Meist schlug der Ton dann nach einiger Zeit von selbst wieder in den hohen Anfangston über (Schwingungen 1. Art bei fester Koppelung). Dieser wurde kontinuierlich wieder erreicht, wenn die Koppelung, bevor das Umschlagen eingetreten war, wieder auf den größten Wert gesteigert wurde. Die beschriebenen Veränderungen konnten an dem Verlauf der Stromkurven im rotierenden Spiegel sehr gut verfolgt werden. Die anfänglich bei festester Koppelung fast ganz sinusförmige Kurve zeigte bei abnehmender Koppelung allmählich wachsende Abflachung der unteren Krümmung, entsprechend einem Übergang zu Schwingungen 2. Art. Die Abflachung vergrößerte sich sprungweise

beim beschriebenen Umschlagen des Tones. Die Stromkurve wurde ausgesprochen von dem Typus 2. Art mit einem horizontalen Stück zwischen den einzelnen Schwingungen, entsprechend der Ladeperiode bei erloschenem Lichtbogen. Diese Ladeperiode vergrößerte sich weiter, wenn nach dem Umschlagen wieder zu festerer Koppelung übergegangen wurde. Gleichzeitig schien die Zeit T_1, während welcher der Lichtbogen brannte, kleiner zu werden, soweit das die unsichere Beobachtung so kleiner Änderungen im rotierenden Spiegel erkennen ließ. Die gesamte Schwingungsdauer $T_1 + T_2$ wurde jedenfalls größer. Besser sind diese Verhältnisse aus den Aufnahmen der Bogencharakteristiken (durch die Ablenkungsspulen ging hierbei der gesamte Lichtbogenstrom) (Fig. 9) zu erkennen.

→ Spannung

a *b* Fig. 9. *c* ← Strom *d*

Aufnahme a) gibt die Charakteristik des Bogens bei fester Koppelung. Sie ist nahezu eine Ellipse, entspricht also Schwingung 1. Art. b) ist die Charakteristik, aufgenommen bei einer Koppelung unmittelbar vor dem Umschlagen der Schwingung. c) dieselbe nach dem Umschlagen bei fast gleicher Koppelung. Der bei b) schon angedeutete Ansatz zu einem Abfall der Spannung nach unten ist bei c) stark herausgewachsen; der Lichtbogen erlischt und die Spannung an ihm sinkt auf den gerade am Kondensator vorhandenen Wert. Von c) nicht merklich verschieden ist die Charakteristik bei ganz loser Koppelung oder offenem Sekundärkreis. d) ist eine Charakteristik, die nach dem Wiederherstellen der festesten Koppelung aufgenommen wurde.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Koppelung das Auftreten und Stabilität der Schwingungen 1. Art begünstigt. Das kann folgende Erklärung finden. Die Wellenlänge bei dieser Schwingung kann ziemlich genau nach der Thomsenschen Formel berechnet werden und ist infolgedessen eine Funktion von L und C. Infolge

der Rückwirkung des Sekundärkreises verändert sich die Selbstinduktion, mit ihr also auch die Wellenlänge und der Ton steigt demzufolge. Die Verminderung der Selbstinduktion wirkt wie eine Verkleinerung der Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung an dem Lichtbogen (Barkhausen l. c. S. 70) infolgedessen steigt die vom Lichtbogen aufgenommene Energie und verursacht die Stabilität der Schwingung.

b) Größere Bogenlänge.

Bei wachsender Bogenlänge blieben zunächst (bis ca. 1,5 mm) die Erscheinungen dieselben, nur wurden die Schwingungszahlen alle gleichmäßig niedriger; es war z. B. der Ton bei Schwingungen 1. Art und fester Koppelung für 1,5 mm Bogenlänge ca. 520 Schwingungen. Das

Fig. 10.

Umschlagen trat, wenn die Abstimmung mit kleinen Bogenlängen beibehalten wurde, jetzt immer ein und zwar bei einer um so festeren Koppelung, je größer die Bogenlänge war; im angeführten Fall bei einem Koppelungsgrad von 12 %. Es trat nicht mehr ein, wenn die Kapazität des Sekundärkreises um einen bestimmten Betrag vermehrt wurde. Von ca. 2 mm Bogenlänge ab waren die Schwingungen 1. Art nicht mehr zu erhalten, bei den nun allein auftretenden Schwingungen 2. Art zeigte sich hier, wie bei allen Stromstärken stets die erwähnte

Abnahme der Schwingungszahl mit der Koppelung [1]), wesentlich durch eine Vergrößerung der Ladeperiode hervorgerufen. (Vgl. die Stromkurven Fig. 10a u. b.

Im Verlauf der Spannungskurve, die bei kleinerer Bogenlänge nicht zu beobachten war, zeigt der ansteigende Ast bei Koppelung eine aus Fig. 11 ersichtliche Einknickung, die mit wachsender Bogenlänge schließlich zu einem fast horizontalen Stück wurde (ausgeprägter,

Fig. 11.

wenn eine Vorschalt-Selbstinduktion im Speisestromkreise vorhanden war). Die diesem Stück entsprechende Spannung ist zuweilen gleich, meist aber höher, wie die Spannung am brennenden Bogen.

Bei weiterer Vergrößerung der Bogenlänge gingen die Schwingungen in solche 3. Art über, die aber bei der in Rede stehenden Stromstärke nur mit Vorschalt-Selbstinduktion auf einige Zeit zu erhalten waren. Zum Studium des Übergangsstadiums zwischen Schwingungen 2. und 3. Art eigneten sich besser die Beobachtungen bei kleineren Stromstärken.

---

1) Beobachtet wurde z. B. eine Abnahme der Schwingungszahl von ca. 400 auf ca. 300 beim Übergang von $k = 0$ zur festesten Koppelung.

2. Beobachtungen bei Stromstärken und Bogenlängen, die einen Übergang von Schwingungen 2. Art in 3. Art entsprechen.

Das Resultat der Beobachtung ist folgendes:

1. Es wurde in keinem Fall ein durch Koppelung hervorgerufenes Umschlagen von reinen Schwingungen 2. Art in solche 3. Art oder umgekehrt beobachtet.

2. Schwingungen 2. Art mit einem Ansatz zur Rückzündung gingen mit wachsender Koppelung mehr und mehr in ausgeprägte Schwingungen 3. Art über.

Strom ←

→ Spannung

Fig. 12.

Es wurde bei den verschiedenen Stromstärken und Bogenlängen darauf geachtet, ob die Koppelung ein Umschlagen bewirkte; das war nicht der Fall. Schärfer war folgende Probe:

a) Während bei Stromstärken, die wesentlich unter 0,6 Amp. lagen, nur noch Schwingungen 3. Art auftraten, zeigte bei etwa 0,6 Amp. und geeigneter Bogenlänge die Beobachtung der Stromkurve ein Gemisch von Schwingungen 2. und 3. Art, in dem beide ungefähr gleich häufig auftraten. Es zeigte sich, daß durch die Koppelung die Häufigkeit der einen Art gegenüber der bei offenem Sekundärkreise sich nicht änderte.

Bei relativ größeren Stromstärken (ca. 1,2—0,9 Amp.) und nicht zu großer Bogenlänge waren Schwingungen 2. Art zu erhalten, bei denen bei offenem Sekundärkreis ein Ansatz zur Rückzündung vorhanden war, wie die Charakteristik Fig. 12 erkennen läßt. Der vom Bogen ausgehende Ton war noch weniger rein wie sonst bei Schwin-

gungen 2. Art und wurde bei allmählich steigender Koppelung mehr und mehr mit dem für Schwingungen 3. Art charakteristischen Brummen vermischt. Fig. 13 zeigt eine bei fester Koppelung aufgenommene

Strom ←

→ Spannung

Fig. 13.

Schwingungscharakteristik; die negative Stromamplitude ist beträchtlich vergrößert, der positive Teil läßt schwach eine 2. Rückzündung in der ursprünglichen Richtung erkennen.

3. Beobachtungen bei Stromstärken und Bogenlängen, die eine Schwingung 3. Art hervorrufen.

Bei mittleren Stromstärken von 1,2 Amp. und größtmöglichen Bogenlängen erhielt ich immer Schwingungen 3. Art. Bei denselben wurde mit zunehmender Koppelung das vom Kondensator ausgehende Brummen höher. Den ungefähren Verlauf der Stromstärke ohne bzw. mit Koppelung gibt Fig. 14a u. b.

Die Spannungskurve zeigt im Anstieg den schon in Fig. 11 gezeichneten Verlauf. Fig. 15a u. b zeigt den Verlauf der Charakteristik mit und ohne Koppelung, und das Konstantwerden der Spannung (vgl. S. 549 und Fig. 11) während eines Teiles der Aufladung kommt durch den helleren Punkt in der Anstiegslinie der Spannung zum Ausdruck.

Bei kleinen Stromstärken (0,6—0,06 Amp.) waren überhaupt nur noch Schwingungen 3. Art zu erhalten, die Bogenlänge war schließlich kaum zu variieren und auf äußerst kleine Werte beschränkt. Die Stromkurve zeigte ohne Koppelung eine Reihe von Perioden der Eigenschwingungen. Der Einfluß der Koppelung war im allgemeinen der, daß die Schwingung schon nach wenigem Wechseln erlosch; nament-

lich bei kleinen Stromstärken war von Schwebungen nichts zu bemerken: es trat bei fester Koppelung nur noch eine einzige Rückzündung ein, wenn ohne Koppelung drei vorhanden waren.

Fig. 14.

Das Brummen wurde dabei merklich höher; das beweist, daß die einzelnen Schwingungszüge näher aneinander rückten. Der erste Anstieg der Spannungskurve zeigte hier eine weitere Komplikation: es

Fig. 15.

traten an drei Stellen desselben fast horizontale Stücke bzw. manchmal sogar schwache Ausbuchtungen nach unten ein.

Ich komme auf diese Erscheinung bei Mitteilung der Beobachtungen in Wasserstoff zurück.

Die Charakteristik Fig. 16a u. b (mit bzw. ohne Koppelung) zeigt deutlich die bedeutende Verringerung der Amplitude des Stromes im wieder gezündeten Bogen unter dem Einfluß der Koppelung.

B. Die Vorgänge im Sekundärkreise.

Sind im Primärkreis Schwingungen 1. Art vorhanden, so bekommt man im Sekundärkreis natürlich immer ungedämpfte sinusförmige Schwingungen. Der Zusammenhang zwischen dem Strom und der Spannung am Kondensator ist infolgedessen durch eine Ellipse gegeben, wie die Fig. 17a zeigt. Diese Ellipse erscheint etwas deformiert, wenn

Fig. 16.

die Schwingungen 1. Art sich denen 2. Art nähern; sie bekommt eine Einbauchung, wenn im Primärkreis Schwingungen 2. Art vorhanden sind. Wie die Kurven (Fig. 17b u. c) zeigen, vertieft sich diese Einbauchung mit wachsender Bogenlänge, also nach dem vorhergehenden mit zunehmender Schwingungsdauer. Sie bildet schließlich eine Schleife. Maßgebend ist dabei für die Sekundärschwingung wesentlich die Größe der Ladeperiode im Primärkreise. Da diese bei gleichem Vorschaltwiderstand sich mit der Bogenlänge ändert, erhält man bei Variation der letzteren ganz verschiedene Kurvenformen. Die Stromkurven (Fig. 18a, b, c, d) wurden in dieser Weise bei mittlerer Koppelung unter allmählicher Vergrößerung der Bogenlänge im kurzgeschlossenen Sekundärkreise beobachtet. Bei fester Koppelung war in diesem Fall die Stromkurve (Fig. 18e) zu beobachten. Die Ladeperiode des Primärkreises war so lang geworden, daß während dieser Zeit die Schwingung im Sekundärkreis mit der diesem eigenen Dämpfung zwei volle Perioden ausführte,

bis ein neuer Anstoß vom Primärsystem her erfolgt. Die Schwingungszahl war infolgedessen im Sekundärkreise doppelt so groß, wie im Primärkreis:

Fig. 17. ←— Strom

Bei Schwingungen 3. Art ist die Sekundärcharakteristik wesentlich verschieden je nach der Bogenlänge (bzw. Stromstärke) im Primär-

Fig. 18.

kreis. Der bei mittlerer Stromstärke aufgenommenen Bogencharakteristik 3. Art (Fig. 15) entspricht im Sekundärkreis die mehrfache schleifenförmige Einbauchung aufweisende Charakteristik (Fig. 19). Im

Fall sehr kleiner Bogenlängen dagegen (vgl. Fig. 16 b) zeigt die Sekundärcharakteristik eine Reihe auf der photographischen Platte ineinander fließender Ellipsen, entsprechend einer gedämpften Sinusschwingung.

→ Spannung

Fig. 19. ← Strom

Man hat es also in diesem Fall mit einer durch die Koppelung und die Verhältnisse in dem kleinen Lichtbogen hervorgerufenen Stoßerregung (Abreißen des primären Bogens) zu tun, die der bei Zischfunken auftretenden analog ist.

II. Einfluß der Energieentziehung auf die Rückwirkung.

Die Energieentziehung wurde, wie erwähnt, durch Einschaltung einer 35 bzw. 65 Volt-Lampe in den Sekundärkreis bewirkt.

Bei den Schwingungen 1. Art lag die Schwingungszahl (Tonhöhe) bei Einschaltung der Lampe und fester Koppelung zwischen der bei offenem und der bei kurz geschlossenem „fest" gekoppelten Sekundärkreis, nahe der ersteren. Im übrigen war die Abhängigkeit der Schwingungszahl vom Koppelungsgrad qualitativ dieselbe, wie ohne Energieentziehung.

Bei Schwingungen 2. Art war die Frequenz der Schwingungen bei Einschaltung einer 65 Volt-Lampe und fester Koppelung manchmal nicht merklich verschieden von derjenigen bei offenem Sekundärkreis. Andererseits wurde sie aber bei großen Bogenlängen deutlich höher.

Fig. 20a u. b zeigt die bei Energieentziehung in diesem Fall eintretende Verminderung der primären Strom- und Spannungsamplitude.

Im Sekundärkreis selbst bekommt man bei Energieentziehung Stromkurven von den in Fig. 21 gezeichneten Formen, wenn man von

b mit Energieentziehung Fig. 20. *a* ohne Energieentziehung

Schwingungen 1. Art zu solchen 2. Art übergeht (vgl. Fig. 18). Die Schwingungscharakteristiken (Fig. 22a u. b) zeigen die durch die Widerstandsbelastung hervorgerufene Phasenverschiebung für Schwingungen

Fig. 21.

1. Art an der Grenze zu 2. Art bzw. reine Schwingungen 2. Art. Die äußeren Kurven sind bei kurz geschlossenem Sekundärkreis aufgenommen, die inneren unter denselben Verhältnissen nach Einschaltung der 65 Volt-Lampe.

Bei Schwingungen 3. Art und fester Koppelung wird das vom Kondensator ausgehende Brummen etwas höher wie bei nicht gekoppeltem Sekundärkreis, jedoch nicht so hoch wie bei fester Koppelung ohne Energieentziehung. Die Schwingung im Sekundärkreis ist so stark gedämpft, daß ihre Charakteristik nur noch aus 2 Schleifen besteht, siehe Fig. 23 im Vergleich mit Fig. 19.

Fig. 22.

Fig. 23.

III. Einfluß der Koppelung bei Anwendung von gekühlter Anode, Magnetgebläse und Wasserstoffatmosphäre.[1])

Der in Schwingungen verwandelte Teil der einem Lichtbogen zugeführten Energie ist dem Quadrate der Zündspannung proportional. Für die praktische Verwendung der Lichtbogenschwingungen war es daher sehr wichtig Mittel zu finden, um die Zündspannung möglichst hoch zu treiben. Als solche Mittel sind bis jetzt hauptsächlich Kühlung der Anode, Magnetgebläse und Wasserstoffatmosphäre angewendet worden. Ich habe nun Beobachtungen darüber angestellt, ob diese Anordnungen in ihrer Wirksamkeit durch die Koppelung beeinflußt werden.

1) Barkhausen l. c. S. 83.

a) Unsymmetrischer Bogen mit Kühlung der Anode.

Als Anode des Lichtbogens wurde statt Kohle die in Fig. 24 abgebildete Elektrode benutzt. Das von Wasser durchflossene Zinkgefäß hat einen Boden aus Kupferblech, das die Anode bildete. Die vertikale Kohlenkathode konnte von unten her gegen das horizontale Kupferstück durch eine Mikrometerschraube bewegt werden. Die größte Stromstärke, bei der Schwingungen zu erhalten waren, betrug hier ca. 3 Amp. Es wurde in genau derselben Weise wie beim symmetrischen Kohlebogen Bogenlänge und Stromstärke systematisch

Fig. 24.

variiert. Es zeigte sich aber, daß die Rückwirkung hier dieselben Erscheinungen hervorbringt wie dort. Nur sind die Schwingungen 1. Art nicht so stabil und schwerer zu erhalten, namentlich wenn die Kühlung nicht sehr gut ist. Das zeigt sich auch in folgendem: Beim Kohlebogen setzte, wenn bei Verstimmung der Schwingungskreise ein Umschlagen der Schwingungen 1. Art in solche 2. Art erfolgt war, bei fester Koppelung nach kurzer Zeit die Schwingung 1. Art wieder ein, bei der gekühlten Anode blieb die Schwingung 2. Art bestehen. Die bei diesen großen Strömen und größeren Bogenlängen durch die Koppelung hervorgerufenen Schwingungen 3. Art (vgl. S. 13) rissen hier noch rascher ab, wie beim Kohlebogen.

b) Magnetgebläse.

Um zu sehen, ob die Koppelungserscheinungen durch die Anwendung eines magnetischen Gebläses am Lichtbogen geändert werden,

brachte ich den vertikal brennenden Kohlebogen (bzw. später den Bogen zwischen Kupfer und Kohle in Wasserstoff) in das Feld eines großen Elektromagneten. Der Strom in demselben betrug bis 20 Amp., die erreichten Feldstärken bis 10000 c. g. s.

Schwingungen 1. Art waren bei Erregung des Feldes nicht mehr zu erhalten. Aber auch bei den fast immer durcheinander auftretenden Schwingungen 2. und 3. Art war die Beobachtung sehr erschwert durch die ungewöhnlich große Unregelmäßigkeit; zu dieser kommt noch die Überlagerung von periodischen Schwankungen des Lichtbogenstroms hinzu, die durch das Magnetfeld hervorgerufen werden

Fig. 25.

(vgl. Barkhausen, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 1, 257, 1908). Ich mußte mich damit begnügen, festzustellen, daß ein Umschlagen einer Schwingungsart in die andere oder auch nur eine Begünstigung durch die Koppelung nicht vorhanden war.

c) Wasserstoffatmosphäre.

Die benutzte Anordnung zeigt Fig. 25. Der Lichtbogen brannte in einem Kästchen, dessen Seitenwände aus Fiber, und dessen Boden und Decke aus Metall bestanden[1]). Der der mikrometrisch verschiebbaren Kohle gegenüber stehende Teil des Deckels bestand aus Kupfer und trug außen ein Kühlgefäß. Der Wasserstoff wurde einer Bombe

1) Kiebitz, Elektrot. Ztschr. 1908, S. 510.

entnommen und mit geringer Strömungsgeschwindigkeit durch das Kästchen geleitet.

Entsprechend der bekannten Wirkung des Wasserstoffes auf den Lichtbogen konnten Schwingungen noch bei viel größerem Primär-

→ Spannungen

a ← Strom b

Fig. 26.

strom erhalten werden, wie in Luft; die starke Erwärmung der Kondensatoren ließ Beobachtung der Kurven nur bis zu Speisestromstärken von ca. 9 Amp. zu. Bei diesen großen Strömen erschienen die durch

→ Spannungen

a ← Strom b

Fig. 27.

die Rückwirkung bedingten Erscheinungen vollkommen dieselben, wie bei Speisestromstärken von ca. 1—2 Amp. in Luft. Insbesondere trat auch hier bei Verstimmung der beiden Kreise (kleinerer Kapazität des Sekundärkreises) bei einem bestimmten Koppelungsgrad ein Umschlagen

der Schwingung 1. Art in solche 2. Art ein. Auch die bei kleineren Stromstärken allein auftretenden Schwingungen 2. Art zeigten dasselbe Verhalten, wie in Luft. Nur traten hier die durch die Rückwirkung hervorgerufenen nahezu horizontalen Stücke im Anstieg der

→ Spannung

a ← Strom *b*

Fig. 28.

Spannungskurve nach dem Erlöschen des Bogens ausgeprägter hervor. Sie markieren sich in der Charakteristik als helle Punkte in dem entsprechenden Kurvenstück. Bemerkenswert ist, daß ihre Zahl mit kleiner werdender Speisestromstärke zunimmt. Vgl. die Charakteristiken

Fig. 29.

Fig. 26a u. a, Fig. 27a u. b, Fig. 28a u. b, die bei 4 bzw. 1,8 und 0,9 Amp. aufgenommen sind und 1,3 bzw. 5 solcher Punkte zeigen.

Die Punkte im Anstieg der Charakteristik sind tatsächlich kleine Schleifen, wie man bei okularer Beobachtung auf dem Schirm der Braunschen Röhre erkennen konnte. Eine Charakteristik, bei der sie

besonders stark ausgebildet erschienen, gibt Fig. 29. Es überlagert sich dem Ladestrom, während der Bogen erloschen ist, ein oszillatorischer Strom, der dem Stromkreis durch das Sekundärsystem aufgezwungen wird; diese erzwungene Schwingung tritt um so mehr hervor, je kleiner der Ladestrom ist, es treten also auch um so mehr Perioden derselben auf, je länger das Aufladen der Kondensatoren dauert. Es erklärt sich so, daß bei kleineren Speisestromstärken die Ladeperiode durch die Koppelung bedeutend mehr verlängert und die Frequenz entsprechend mehr erniedrigt wird, wie bei großem Speisestrom.

Rückzündung trat beim Wasserstoffbogen nur mit Schwingungen 2. Art vermischt und nur bei mittleren Stromstärken (ca. 1,2 bis 1,8 Amp.) ein. Ein wesentliches Übergewicht der einen über die andere Schwingungsart wurde dabei durch die Koppelung nicht bewirkt, doch schien das Auftreten der Rückzündungen durch dieselbe etwas begünstigt.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung hat zu folgenden Resultaten für den Einfluß der Rückwirkung bei Lichtbogenschwingungen geführt:

1. Bei Schwingungen 1. Art bewirkt die Koppelung eine mit zunehmendem Koppelungsgrad wachsende Erhöhung der Schwingungszahl.

2. Bei Schwingungen 2. Art bewirkt die Koppelung im allgemeinen eine Erniedrigung der Schwingungszahl; dieselbe ist wesentlich bedingt durch eine Verlängerung der Ladeperiode; diese Verlängerung ist um so größer, je kleiner die Primärstromstärke ist.

3. Es kann aber auch mit zunehmender Koppelung ein kontinuierlicher Übergang von Schwingungen 2. Art zu Schwingungen 1. Art erfolgen; die Koppelung ermöglicht also das Auftreten von Schwingungen 1. Art unter Umständen, bei denen sie an sich nicht auftreten; dieses Verhalten zeigt sich nur bei mittleren Primärstromstärken.

Besonders auffallend tritt die Begünstigung der Schwingungen 1. Art durch die Koppelung bei einer Verstimmung des sekundären Kreises nach der Seite der rascheren Eigenschwingung hervor.

4. Die Koppelung bewirkt im allgemeinen kein Umschlagen von reinen Schwingungen 2. Art in dauernde Schwingungen 3. Art. Wo ein solches Umschlagen beobachtet wurde (bei den größten anwendbaren Primärströmen), erloschen die Schwingungen 3. Art nach ganz kurzer Zeit. Dagegen tritt unter dem Einfluß der Koppelung die Rückzündung ausgeprägt hervor, wenn im ungekoppelten Primärkreis bereits ein Ansatz dazu vorhanden ist.

5. Bei Schwingungen 3. Art treten bei mittleren Stromstärken durch die Koppelung Schwebungen auf; bei kleineren Stromstärken, bei denen nur mit sehr kleinen Bogenlängen Schwingungen zu erhalten sind, tritt wie bei den Zischfunken M. Wiens Stoßerregung ein.

6. Energieentziehung im Sekundärkreis bewirkt bei allen drei Arten von Schwingungen Änderung der Frequenz und Amplitude der Primärschwingung, ändert aber qualitativ die Erscheinungen nicht.

7. Auch bei Anwendung einer gekühlten Metallanode und ebenso bei Anwendung eines Magnetgebläses war kein Umschlagen von Schwingungen 2. Art in solche 3. Art zu bemerken. Dagegen schien in Wasserstoff, wenn Schwingungen 2. und 3. Art durcheinander auftreten, die Koppelung die Schwingungen 3. Art etwas zu begünstigen.

Löschfunkenstrecke für enge Koppelung.[1])

Von **Hans Boas.**

Die Funkentelegraphie hat in den allerletzten Jahren eine große Vervollkommnung erfahren. Sie ist zurückzuführen auf die Beobachtung von Herrn Max Wien, nach der Funkenstrecken mit sehr engem Elektrodenabstand dem Schwingungskreise, welchem sie angehören, eine große Dämpfung aufdrücken. Diese Beobachtung, richtig angewandt und ausgenutzt, erlaubte eine neue Art der Schwingungserzeugung und von solcher Ökonomie, wie sie bislang unbekannt war. Es ist wohl zweifellos, daß schon Tesla bei seinen Versuchen die Methode der Stoßerregung angewandt hat, wenigstens weisen seine Veröffentlichungen darauf hin, auch hat er die Vorteile einer Reihe von kurzen Funkenstrecken erkannt, aber was wirklich das war, was den Vorteil bot, das hat er nicht erkannt und konnte es nicht erkennen. Die Beschreibung einer Funkenstrecke und der damit gewonnenen Resultate findet sich in dem Vortrage, den Tesla im Februar 1892 vor der Institution of Electrical Eng. hielt. Zu jener Zeit waren zwar die grundlegenden Arbeiten von Hertz, Lecher und anderen schon Gemeingut aller Physiker, allein die wesentlichste, ja unbedingte Voraussetzung aller Erkenntnis, nämlich die der Größe der Dämpfung im Funkenkreise, war unbekannt. Erst bedurfte es der

---

1) Autorisierter Abdruck aus Verh. D. Phys. Ges. **13**, 527, 1911.

Erfindung des Wellenmessers, ehe überhaupt daran zu denken war, über die Vorgänge in hochfrequenten Schwingungskreisen klare Ansichten zu gewinnen.

Zwar hätte die Beobachtung des Funkenbildes im rotierenden Spiegel den nötigen Aufschluß geben können, wenn rotierende Spiegel mit genügend hohen Umlaufszahlen zur Verfügung gestanden hätten, andererseits ist es aber auch schwer, aus dem Funkenbild allein einen sicheren Aufschluß über den Vorgang im Stromkreis zu erhalten. Die Erfindung der Glimmlichtröhre durch Herrn Gehrcke und die durch Herrn Diesselhorst nachgewiesene Möglichkeit der Verwendung einer solchen Röhre zur Aufzeichnung auch der schnellsten Schwingungen schuf hierin Wandel. Die Einführung der Glimmlichtröhre als Meßinstrument in Verbindung mit einem schnell rotierenden Spiegel erfolgte aber erst zu einer Zeit, als die Dämpfungsmessungen mittels des veränderlichen Resonanzkreises so gut ausgebildet waren, daß auch alle in Betracht kommenden Eigenschaften von Schwingungskreisen durch den Wellenmesser klargestellt werden konnten. So war es Herrn Max Wien vorbehalten, bei Versuchen mit kurzen Funkenstrecken die grundlegenden Beobachtungen anzustellen und die Eigenschaften einer solchen kurzen Funkenstrecke zur Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen auszunutzen. Voraussichtlich wäre die Erzeugung wenig gedämpfter Schwingungen vermittels der Wienschen Methode der Stoßerregung schon einige Jahre früher erfolgt, wenn nicht das Interesse einer Reihe von Fachleuten durch Versuche mit der Quecksilberdampflampe abgelenkt worden wäre. Auch eine Quecksilberdampflampe ist zu Zwecken der Stoßerregung brauchbar, für den Fall, daß in der Quecksilberdampflampe ein schlechtes Vakuum herrscht. Es verhält sich nämlich dann die Quecksilberdampflampe wie eine gewöhnliche Funkenstrecke mit davor geschalteter Geislerscher Röhre, und Herr Wien hat ja auch gezeigt, daß mit gewöhnlicher langer Funkenstrecke und im Schwingungskreise liegender Geislerscher Röhre eine solche Dämpfung hervorgerufen werden kann, daß Stoßerregung eintritt. Eine Quecksilberdampflampe mit vollkommenem Vakuum, in der allein der Quecksilberdampf, der unter Umständen durch künstliche Erwärmung zunächst auf den nötigen Druck gebracht werden muß, die Stromleitung übernimmt, gibt dem Kreis, in dem sie liegt, keine große Dämpfung. Daraus erklärt sich auch natürlich neben anderen Unzuträglichkeiten, die ein luftleerer Glasapparat immer mit sich bringen muß, warum die Quecksilberfunkenstrecke sich keinen Eingang hat verschaffen können, denn im

allgemeinen wird, wenn die Einschmelzstellen im Glase sonst dicht sind, mit der Benutzungsdauer das Vakuum in der Funkenstrecke höher, und das hat zur Folge, daß sich die Dämpfung im Kreis verringert und die Stoßerregung aussetzt. Ich möchte hier auf diesen Umstand besonders hinweisen, weil meines Erachtens diese Eigenschaft der Quecksilberdampflampe bisher nicht genügend erkannt worden ist und man vielfach die schlechten Resultate, die man damit erzielte, auf ganz andere Umstände zurückgeführt hat. Das Interesse wurde erst wieder dem Wienschen Verfahren der kurzen Funkenstrecken zugewendet, nachdem Herr von Lepel mit einer eigenartigen Plattenfunkenstrecke mit Papierzwischenlage und Erregung mittels Gleichstroms gewisse praktische Erfolge erzielt hatte. Es mag hier dahingestellt bleiben, inwieweit die Lepelsche Funkenstrecke als Funkenstrecke angesprochen werden darf, inwieweit dabei das verkohlte Papier eine Rolle spielt; eins ist jedenfalls sicher, daß die Lepelsche Ausführung den Anstoß zu der außerordentlichen Entwickelung der Stoßerregung in der drahtlosen Telegraphie gegeben hat.

Herr Glatzel veröffentlichte am 24. Juni 1910 eine andere, von ihm erfundene Methode[1]); er benutzte dazu drahtförmige Nickelelektroden in einer Wasserstoffatmosphäre. Er fand, daß bei Einschaltung einer solchen Funkenstrecke unter gewissen Strombedingungen Stoßerregung eintritt, und daß die Stoßwirkung im Schwingungskreise nahezu unabhängig von der Koppelung des Sekundärkreises sei, und daß der Koppelungsfaktor zwischen beiden Kreisen bis zu 40 % und mehr gesteigert werden könnte.

Die von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie gewählte Form der Funkenstrecke besitzt größere scheibenförmige Elektroden, die mit einem Silberbelag versehen sind. In der Nähe des Randes sind Nuten in die im übrigen ebenen Platten eingedreht, zwei solche Scheiben mit gegenüberstehenden Nuten werden zusammengelegt und bilden nach Einbringung eines Distanzringes aus Glimmer, der frei in der Nute endigt, eine einzelne Funkenstrecke. Von solcher Einzelfunkenstrecke wird nach Bedarf eine mehr oder minder große Zahl aneinandergeschichtet. Der Funke geht zwischen den Silberflächen über, der Abstand der Silberflächen voneinander beträgt etwa 0,1 mm. Bei diesem Abstand hat die Funkenstrecke ziemlich genau ein Entladepotential von 1000 Volt. Damit wirkliche Stoßerregung eintritt, verlangt die Funkenstrecke, daß der Kreis, in dem sie liegt, mit einem

1) Br. Glatzel, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 590 uf., 1910.

zweiten Schwingungskreis gekoppelt ist, und daß der Koppelungsfaktor eine ganz bestimmte Größe hat. Wird der Koppelungsfaktor über- oder unterschritten, so setzt das Stoßphänomen aus und es treten mehrere Schwingungen ein. Es wäre angebracht, den Koppelungsfaktor, bei dem reine Stoßerregung eintritt, als den kritischen Koppelungsfaktor einer bestimmten Löschfunkenstrecke zu bezeichnen, denn er bietet ohne weiteres ein vergleichbares Maß für die Güte der Löschwirkung. Bei einer Silberfunkenstrecke mit 0,1 mm Elektrodenabstand beträgt der kritische Koppelungsfaktor ziemlich genau 19 %. Wird löser gekoppelt, so leidet die Güte der Stoßerregung, weil der Funkenstrecke nicht genug Energie entzogen wird; wird fester gekoppelt, so setzt die Stoßerregung aus, und es tritt im gekoppelten Kreise die zweite Koppelungswelle auf.

Es ist klar, daß die Anzahl der Schwingungen, die die Stoßwirkung hervorrufen, eine vom Koppelungsfaktor abhängige Funktion sein muß, man kann durch Übereinanderlegung zweier um 19 % voneinander verschiedener Sinuslinien ohne weiteres angeben, wie der Verlauf der Schwingungen im Stoßkreise sein muß. Aus dieser Überlegung ergibt sich auch, daß die zulässige Koppelung asymptotisch einem Endwerte zustrebt, der durch den Koppelungsfaktor von 50 % dargestellt wird. Bei 50 % Koppelung verhalten sich die Wellenlängen in den beiden gekoppelten Schwingungskreisen annähernd wie 1 : 2, d. h. also, es würde die erste Schwebung bereits nach Ablauf eines Wechsels der längeren Welle eingetreten sein, der Stoß selbst kann also nur eine Zeitdauer erreichen, die einem Wechsel der Grundschwingung gleichkommt. Dieser Fall würde als idealer Stoß zu gelten haben, der bisher meines Wissens noch nicht ganz erreicht ist.

Wenn die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie für ihre Funkenstrecken Silber oder Kupfer bevorzugt hat, so liegt der Grund darin, daß man annahm, daß die Wärmeableitung durch Metallelektroden beim Zustandekommen der Löschwirkung eine bedeutende, ja vielleicht entscheidende Rolle spielt. Seit der Verwendung des Wasserstoffgases zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen nach der Poulsenmethode wird die Kühlwirkung bei allen Schwingungserzeugern stark betont, ohne daß jemals von irgend jemand der bündige Beweis dafür erbracht wäre, daß wirklich die Kühlwirkung des Wasserstoffgases oder die Kühlwirkung überhaupt eine besondere Rolle spielt. Meine persönliche Ansicht geht vielmehr dahin, daß speziell beim Wasserstoffgas es chemische Faktoren sind, die die Erzeugung von Schwingungen begünstigen, und keine physikalischen. Man beobachtete, daß der Wasser-

stoff, sobald er seine schwingungsbefördernde Wirkung ausübt, er ein anderes Spektrum zeigt als vorher. Es sind von Wasserstoff 2 Spektra, das Banden- und Linienspektrum, bekannt, und man nimmt an, daß das Bandenspektrum dem ungespaltenen H_2-Molekül angehört, während das Linienspektrum den leuchtenden 2H-Atomen zuzuschreiben ist. Ist diese Ansicht richtig, so ergibt sich daraus, daß zur Spaltung des H_2-Moleküls ein gewisser Prozentsatz von elektromotorischer Kraft notwendig ist, die sich praktisch in Form einer Gegenkraft äußert.

Auf Grund dieser Ansicht habe ich, was wenig bekannt zu sein scheint, bereits im Jahre 1897 das Wasserstoffgas zur Abkürzung und Dämpfung elektrischer Schwingungsvorgänge an Unterbrechern benutzt. Die damaligen Konstruktionen sind in den deutschen Patenten 95003 und 95004 aufgeführt. Da ich jetzt noch der löschenden Wirkung eines Kühlmittels — sei es durch das Elektrodenmetall, sei es durch ein Gas — sehr skeptisch gegenüberstehe, habe ich die Konstruktion einer Löschfunkenstrecke nach etwas anderen Prinzipien versucht, und da diese Versuche zu einem vollen Erfolge geführt haben, soll die Funkenstrecke im folgenden beschrieben werden:

Zunächst einmal stellte ich durch einige Vorversuche fest, daß die Löschwirkung einer Funkenstrecke um so besser wird, je enger der Abstand zwischen den Elektroden ist, daß aber bei sehr engem Abstand gewisse Schwierigkeiten eintreten, die durch die Elektrodenmetalle als solche bedingt sind. Verwendet man Silber oder Kupfer, so tritt beim Gebrauch beider Metalle in Luft, namentlich aber natürlich beim Gebrauch von Kupfer durch die Funken eine ziemlich starke Oxydation der Oberfläche ein, und der Funke zeigt sehr bald die Tendenz, sich an einer bestimmten Stelle festzubrennen, das Metall dort zu schmelzen; entweder schweißen die Elektroden dann zusammen oder es brennt sich in eine der Elektroden eine Höhlung ein, während auf der anderen ein Berg anwächst. Beides sind Störungen, die einen Gebrauch der Funkenstrecke praktisch unmöglich machen. Sieht man von vornherein von der Wärmeleitfähigkeit des Elektrodenmetalles ab, so lassen sich natürlich unschwer Metalle finden, die an der Luft nicht oxydieren und die außerdem mechanisch so fest sind, daß sie dem Schmelzen oder Einbrennen des Funkens einen großen Widerstand entgegensetzen. Ich versuchte nun zunächst die üblichen Kontakte von Platinunterbrechern, die ich gewöhnlich aus 30prozentiger Platin-Iridiumlegierung herstelle. Die Kontakte haben eine ebene Oberfläche und einen Durchmesser von 5 mm. Mit diesen Kontakten ließ sich ohne weiteres eine vorzügliche Stoßwirkung und eine große

Verstärkung des Koppelungsgrades erreichen; es zeigte sich aber auch weiter, daß ein gewisser Durchmesser der Elektroden erforderlich ist, wenn die Entladung möglichst zwischen den Planflächen übergehen und nicht ein großer Stromanteil außen um die Ränder herumkriechen soll. Es ist selbstverständlich, daß die Funken, die außen über die Ränder übertreten, nicht den Bedingungen unterworfen sind, denen die Entladung zwischen den engen Planflächen unterliegt, und daß daher ihr Verhalten in elektrischer Beziehung anders sein wird als das der Entladung, die zwischen die engen Abstände eingekeilt ist. Versuche mit reinem Platin haben ergeben, daß das unlegierte Metall seiner geringen mechanischen Festigkeit wegen den höherprozentigen Platin-Iridiumlegierungen gegenüber wesentlich unterlegen ist, obzwar es natürlich das Silber oder Kupfer an Haltbarkeit immerhin um ein bedeutendes übertrifft. Im allgemeinen kann man annehmen, daß eine genügende Haltbarkeit der Elektroden und die Betriebsmöglichkeit auch mit starker Energie bei engstem Elektrodenabstande eine mindestens 10 prozentige Platin-Iridiumlegierung verlangt, während durch Erhöhung des Iridiumgehaltes die Betriebssicherheit und Lebensdauer recht wesentlich erhöht wird. 25 Proz. Iridiumzusatz zum Platin geben ein Elektrodenmaterial, das allen praktischen Bedürfnissen genügt. Nachdem die wesentlichsten prinzipiellen Erfordernisse einer solchen Löschfunkenstrecke festgestellt waren, erübrigte es sich nur noch, eine geeignete praktische Lösung der gefundenen Bedingungen zu finden. Als solche Bedingungen möchte ich bezeichnen:

1. Die Möglichkeit, eine Elektrode von etwa 8 oder mehr Millimeter Durchmesser, die auf ihrer Oberfläche plan gearbeitet ist, einer zweiten Elektrode genau gegenüberzustellen und in präziser Weise in Abständen 0,01 bis 0,07 mm so zu bewegen, daß stets zwischen beiden Elektrodenflächen eine planparallele Luftschicht bleibt;

2. die Elektroden derart in größeren Metallkörpern zu führen, daß ihre Bewegung ohne Schwierigkeiten erfolgen kann und daß gleichzeitig eine genügende Oberflächenkühlung stattfindet;

3. die Elektroden bequem zugänglich, aber doch so anzuordnen, daß ein Seriensatz solcher Funkenstrecken keine allzu große Länge einnimmt.

Es ist natürlich, daß mit der Verringerung des Elektrodenabstandes auch das Entladungspotential herabsinkt. Da auch der kleinste Luftraum zu seiner Durchbrechung einer Spannung von mindestens 350 Volt bedarf, so ist durch diesen kleinsten Abstand sowohl

in mechanischer wie in elektrischer Beziehung die Grenzbedingung der Einzelfunkenstrecke gegeben. Die Wattleistung einer Funkenstrecke muß deshalb mindestens der halben Ladekapazität und dem Quadrat von 350 Volt gleich sein. Mit geringer Steigerung der Entfernung nimmt das Entladungspotential ziemlich genau proportional zu, und man wird im allgemeinen beim praktischen Betrieb ein Entladepotential von 450 bis 500 Volt einstellen. Selbstverständlich nimmt die Löschwirkung mit dem steigenden Entladepotential entsprechend ab.

Ich habe versucht, für eine Reihe von Abständen die Entladungspotentiale so genau als möglich festzustellen. Die Werte, die man erhält, sind jedoch immerhin ziemlich schwankend. Die in der Kurve auf beistehender Figur dargestellten Werte sind Mittelwerte, die aus einer großen Zahl von Beobachtungen berechnet sind. Die Versuchsanordnung zur Messung des Entladepotentials wurde wie folgt getroffen: Eine Hochspannungs-Gleichstrommaschine wurde durch Riemen von einem Motor angetrieben, und es konnte die Geschwindigkeit der Maschine in weiten Grenzen verändert werden. Die Maschine besaß Selbsterregung, durch Widerstand im Feldkreis konnte ebenfalls auf die Klemmspannung eingewirkt werden. In den Ankerkreis der Maschine wurde ein großer Wasserwiderstand und in Reihe damit die zu untersuchende Funkenstrecke geschaltet. Die Gewindeelektroden der Funkenstrecken waren dazu mit einem Hebel versehen, der gleichzeitig als Zeiger diente. Der Winkelbetrag der Drehung konnte an einer an der Funkenstrecke befestigten Gradteilung abgelesen werden. Die Gewindesteigung beträgt 0,53 mm, so daß pro Grad Drehung eine Veränderung in dem Abstande von 0,00147 mm resultiert. Im Nebenschluß zur Funkenstrecke lag ein Westonvoltmeter. Zunächst wurde nun festgestellt, bei welcher Stellung die Funkenstrecke gerade einen Kurzschluß bildet, alsdann wurde mit der Entfernung der Funkenstrecke allmählich in die Höhe gegangen und die Maschinenspannung so lange gesteigert, bis ein Funken in der Funkenstrecke überging. Der Voltmeterzeiger geht zunächst gleichmäßig in die Höhe, um mit einem Male, sobald der Funken in der Funkenstrecke einsetzt, abzufallen. Diese Abfallpunkte wurden bestimmt, sie gaben die Entladespannung an. Die Werte, die man erhält, weichen ziemlich voneinander ab. Infolgedessen wurden für jede Funkenstrecke eine Reihe von Beobachtungen ausgeführt, die Nullage wieder kontrolliert und die Werte aufgenommen, die bei allmählicher Vergrößerung des Abstandes, und die Werte, die bei allmählicher Verkleinerung sich ergaben. Man findet da merkwürdigerweise, daß, wenn man mit dem

Abstand höher geht, die Werte vom Entladungspotential etwas geringer ausfallen, als wenn man von größerem Abstand auf kleineren zurückgeht. Offenbar liegt das daran, daß beim Zusammenschrauben der Funkenstrecken etwas Metall aufgerieben wird, was nun als Hervorragungen über der Fläche stehen bleibt und bei allmählicher Vergrößerung der Funkenstrecke weggebrannt wird, so daß wieder eine genaue Planfläche resultiert. Die größten Schwierigkeiten machen die kleinen Abstände; hier werden die Werte wenig genau, da sehr leicht unkontrollierbare Störungen, die wohl von Staub u. dgl. herrühren mögen, eintreten. Unter 0,02 mm kann man die in der Kurve angegebenen Werte nicht als ganz zuverlässig ansehen; das niedrigste Entladepotential findet man praktisch überhaupt nicht unter 350 Volt liegend. Der bei 0,01 mm durch die Kurve angegebene Wert von 250 Volt ist kein tatsächlicher, er wurde extrapoliert, um die Entladungsspannungskurve über die Koppelungskurve herausreichen zu lassen. Daß die Kurve der Entladespannung nach oben zu konvex ist, entspricht ja auch der sonst für große Funkenlängen gefundenen Tatsache, daß die Entladespannung nicht proportional der Elektrodenentfernung zunimmt. Auf diese Weise wurden 3 Funkenstrecken genau durchgemessen und dieselben 3 Funkenstrecken nun dazu benutzt, um für verschiedene Abstände die kritischen Koppelungskoeffizienten festzustellen. Die dabei verwandte Anordnung ist in der beifolgenden Fig. 1 im Schema dargestellt.

Fig. 1.

Zur Stoßfunkenstrecke wurde vermittels Wippe eine gewöhnliche Funkenstrecke parallel gelegt; es wurde darauf geachtet, daß die beiden Leitungen zu beiden Funkenstrecken gleich lang waren, so daß eine Veränderung der erzeugten Welle nicht eintreten konnte. Durch Umlegen der Wippe konnte nun entweder mit Stoßerregung oder mit langen, ungedämpften Funken gearbeitet werden. Der primäre Schwingungskreis führte über eine Spule, die eine zweite Sekundärspule umlagerte und die in der Achsrichtung mit Hilfe einer Schneckenspindelverstellung beliebig bewegt werden konnte. Der dazu verwendete

Apparat ist in der Fig. 2 dargestellt. An die Sekundärspule war eine kleine Hilfsspule, ein Hitzdrahtamperemeter und ein Drehkondensator angeschlossen. Zunächst wurde bei ganz loser Koppelung mit der langen Funkenstrecke die Grundwelle bestimmt, sie betrug 770 m. Alsdann wurde für 8 verschiedene Abstände von 0,014 bis 0,11 mm die kritische Koppelung bestimmt. An die Funkenstrecken angeschlossen war eine Kapazität von 10000 cm; die Energie wurde einer 50-Perioden-Wechselstrommaschine entnommen und durch einen Resonanztransfor-

Fig. 2.

mator bei möglichst guter Resonanzlage die Kapazität geladen. Die Messung wurde derart ausgeführt, daß zunächst bei einem Abstande der Löschfunkenstrecke der kritische Koppelungsfaktor bestimmt wurde; er wurde aus dem Ausschlag des Hitzdrahtamperemeters ermittelt, das im Sekundärkreise lag. Alsdann wurde auf die gewöhnliche Funkenstrecke umgeschaltet und nun mit Hilfe eines Wellenmessers in bekannter Weise die Lage der beiden Koppelwellen festgelegt und aus der Differenz der Koppelwellen und Division durch die Grundwelle der zugehörige Koppelungsfaktor ermittelt. Bei engstem Abstande wurde ein Koppelungsfaktor von 48 % ermittelt, der allmählich auf 32 %, einem Abstande 0,045 mm entsprechend, heruntergeht. Bei weiterem Abstande sinkt der Koppelungsfaktor, wird aber von einem Ab-

stande von 0,075 mm bis zur größten gemessenen Entfernung von 0,117 mm konstant. Gleichzeitig wurde vom Abstand 0,075 mm an die eigentümliche Erscheinung beobachtet, daß eine kritische Koppellage bei 2 Koppelungsprozenten eintritt, bei 19,5 und bei 30,5 %. Die Energieentziehung bei 19 % ist jedoch viel stärker als die bei der höheren Koppelung, so daß für praktische Zwecke nur der geringere Koppelungsgrad in Frage kommen kann. Herr Wien sagte mir gelegentlich eines Besuches, daß auch schon von anderer Seite das Bestehen zweier Koppellagen gefunden sei.

Betrachtet man die Koppelungskurve, so findet man, daß die Kurve beim Abstand 0,045 mm und 32 % Koppelung ein Minimum aufweist, wodurch der gleichmäßige Verlauf gestört wird. Es scheint, als wenn dieses

Fig. 3.

Fig. 4.

Minimum mit dem weiteren Auftreten zweier kritischer Koppelungsfaktoren in einem Zusammenhang steht, da der Größenbetrag der engeren Doppelkoppelung ziemlich genau mit der Stelle des Minimums zusammenfällt.

Der mit diesen neuen Funkenstrecken erzielbare kritische Koppelungsfaktor liegt nun weit höher als der mit Silberfunkenstrecken erreichbare. Bei 500 Volt Entladepotential beträgt er noch 45 %, bei engeren Abständen, entsprechend etwa 400 Volt Entladepotential beträgt der kritische Wert etwa 47 %. Bei 32 % Koppelung besteht der Stoß aus einer ganzen Phase und etwa einer halben zweiten Phase;

bei 40 $^0/_0$ besteht er aus einer ganzen Phase und etwa einer viertel halben Phase. Das ist wohl das Idealste, was bisher an Stoßwirkung erreicht worden ist. Die Einstellung des kritischen Koppelungsgrades muß tunlichst sorgfältig erfolgen, um so sorgfältiger, je enger die Funkenstrecke eingestellt wird, da ja das Einsetzen der ersten Schwebung überhaupt bei verhältnismäßig enger Koppelung von außerordentlich geringen Schwankungen des Koppelungsgrades abhängig ist. Da der Funkenstrecke infolge der engen Koppelung und der dadurch bedingten zeitlichen Kürze des Stoßes sehr wenig Energie zugeführt wird, so wird natürlich auch in ihr eine sehr geringe Wärmemenge vernichtet, so daß die Temperatur nur wenig ansteigt und die vorgesehene Metalloberfläche vollkommen zur Kühlhaltung bei geringer Übertemperatur ausreicht. Im normalen Betrieb ohne Intermittenzen kommt eine normal eingestellte und belastete Funkenstrecke auf etwa 40^0 über Außentemperatur. Ein einzelnes Element ist in der beistehenden Abbildung dargestellt; das Element besitzt zwei in Reihe geschaltete Funkenstrecken, es besteht aus einer kreisförmigen Mittelplatte (*b*), die an zwei diametral gegenüberliegenden Stellen einseitig ausgebaucht ist. Durch Glimmer isoliert sind an der Mittelplatte zwei blattförmige, metallene Seitenstücke (*a* und *c*) befestigt; diese Seitenstücke stehen den Ausbuchtungen an der Mittelplatte gegenüber. Durch die Seitenplatte und die Mitte der Ausbuchtungen ist ein Loch gebohrt und in dieses Loch ein feines Gewinde eingeschnitten. Gewindebolzen (*d e* und *f g*) aus geeignetem Metall sind an ihrer vorderen Kopffläche mit hart aufgelöteten Platin-Iridiumscheiben versehen. Ein kürzerer Bolzen wird dem Platin-Iridiumkopf nach der Metallplatte zugewendet in jedes Außenblatt geschraubt und mittels Kontermutter festgezogen. Ihm genau gegenüber wird in die Bohrung der Mittelplatte ein längerer, ebenfalls platinarmierter Bolzen geschraubt, der nun genau in der Achse des Bolzens im Seitenblatt liegt. Der Bolzen der Mittelplatte ist länger, er trägt im Kopf 4 Löcher für einen Anziehstift; die Ausbuchtung der Mittelplatte selbst ist quer hindurch geschlitzt und kann mittels einer Spannschraube zusammengezogen werden. Durch die Spannschraube kann der gewünschte einigermaßen strenge Gang des Elektrodenbolzens in der Mittelplatte eingestellt werden. Jede Mittelplatte besitzt dann noch eine Verstärkung, in die ein Loch gebohrt und konisch aufgerieben ist. In dieses Loch kann der mit der Leitung versehene Anschlußstöpsel eingesetzt werden. Die Außenscheiben eines jeden Elements sind mit Paßrändern versehen, so daß immer ein Element auf das nächstfolgende aufgeschichtet werden

kann. Eine beliebige Zahl der Elemente kann zusammen in einen Rahmen gespannt werden, der in beliebigen Längenabmessungen hergestellt und geliefert wird. Normal werden Spannrahmen für 10 und

Fig. 5.

15 Elemente, also 20 bzw. 30 Einzelfunkenstrecken hergestellt. Die Abbildung stellt eine fertig zusammengebaute Funkenstrecke von 10 Elementen, also 20 Einzelfunkenstrecken dar.

(Eingesandt 25. August 1911.)

Antennen-Widerstand.

Von **L. W. Austin.**

Eine vorläufige Mitteilung[1]) über diesen Gegenstand zeigte, daß, in Übereinstimmung mit der Hertzschen Theorie, der Antennen-Widerstand angenähert mit dem Quadrat der Wellenlänge abnimmt bis zu einem Wert derselben, der etwas geringer ist als die doppelte Grundwellenlänge der Antenne. Über diesen Punkt hinaus steigt der Widerstand wieder nahezu proportional mit der Wellenlänge. Die Widerstandszunahme mit der Wellenlänge wird durch die Theorie nicht erklärt und ist nicht von einer Zunahme der Strahlung begleitet. Man nimmt deshalb an, daß sie in irgend einer Weise verknüpft sei mit den Verlusten infolge der Ströme in der Erde unter der Antenne und in ihrer Nachbarschaft, obwohl diese Anschauung, daß der Erdstromwiderstand mit der Wellenlänge wächst, durch un-

1) Journ. of the Wash. Ac. 1, 9, 1911 (vgl. auch Phys. Ztschr. 12, 924, 1912 u. vorliegendes Heft des Jahrbuches S. 582.)

abhängige Untersuchungen über Erdstromwiderstand nicht unterstützt wird[1]).

Die besondere Natur der unter Benutzung einer künstlichen Antenne in der Originaluntersuchung erhaltenen Resultate, hat es wünschenswert gemacht, die Resultate durch andere Methoden zu verifizieren. Die in der ersten Untersuchung benutzten Schwingungskreise zeigt Fig. 1. Die Methode besteht kurz gesagt in der Substitution eines Luftkondensators an Stelle der Antenne und Erde unter Belassung der Selbstinduktion für beide Kreise und Einführung von Widerstand in den Kondensatorkreis bis der Strom der gleiche wird wie der, wenn die Antenne und Erde benutzt wurde. In der Figur bedeuten: A die Antenne, E die Erde, L_1 die Abstimmungs-Selbstinduktion, C_1 ein Luftkondensator zur Abstimmung auf sehr kurze Wellenlängen, Th ein Thermoelement, G ein Galvanometer und C_2 ein variabler Luftkondensator im Kapazitätswert der zu messenden Antenne.

Fig. 1.

Eine kleine Selbstinduktion L_2 wurde zuweilen im Kreis mit dem Kondensator C_2 eingeschaltet als Repräsentant der Antenne-Selbstinduktion. Diese hat wenig Einfluß auf die Resultate und kann wenigstens für die längeren Wellenlängen sehr gut weggelassen werden. S_1 und S_2 sind Umschalter, um entweder die Antenne und Erde oder C_2 mit dem übrigen Schwingungskreis zu verbinden. R ist ein in den Kreis von C_2 eingeführter Widerstand, um die Ablenkung durch das Thermoelement auf den gleichen Wert zu bringen wie der bei dem Antenne—Erde-Kreis beobachtete. Der Hochfrequenzwiderstand besteht aus fein unterteilten Konstantandrähten, deren Enden in Quecksilbernäpfchen tauchen. Der Meßkreis wird erregt durch einen vermittels Summer betätigten Wellenmesser W der gewöhnlichen Art.

1) H. True, Jahrb. 5, 125, 1912.

Die zweite angewendete Methode war die wohlbekannte Dekrementmethode zur Widerstandsbestimmung. Hier wurde die Antenne durch einen mit einem Summer versehenen Wellenmesser von bekanntem logarithmischen Dekrement erregt. Die Ablesung des Kondensators des Wellenmessers wurde notiert für maximale Ablenkung des Thermoelements in der Antenne und auch wenn der Wellenmesser soweit außer Resonanz gebracht war, daß die Antenne-Thermoelementablesung auf die Hälfte reduziert war.

Der Ausdruck für die Summe des Dekrements ist dann

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_m - C}{C_m} \tag{1}$$

wo C_m die Kondensatorablesung für maximale Ablenkung und C solche für die Halbwertablenkung bezeichnet. Da δ_1, das Wellenmesser-Dekrement, bekannt ist, so gibt die Gleichung den Wert des Antenne-Dekrements δ_2. Der Widerstand der Antenne wird aus dem Dekrement erhalten nach der Gleichung

$$R = 2\delta_n L \tag{2}$$

Eine dritte Methode basiert auf der Bjerknesschen Gleichung

$$J_2^2 = \frac{\text{konst.}}{\delta_1^2 \delta_2 + \delta_2^2 \delta_1} \tag{3}$$

Hier bedeutet J_2 den Strom in einem Kreis, der induktiv durch einen anderen erregt ist, δ_1 das Dekrement des ersten und δ_2 dasjenige des zweiten Kreises. Wenn das erstere gegen das zweite sehr groß ist, so kann das zweite Glied des Nenners vernachlässigt werden und man erhält

$$J_2^2 = \frac{\text{konst.}}{\delta_2} \tag{4}$$

Die Verdoppelung des Widerstandes im zweiten Kreis wird also das Quadrat der Stromstärke auf die Hälfte reduzieren. Wenn die Antenne durch einen stark gedämpften Kreis erregt wird, so werden die Ablesungen eines mit einem Thermoelement in der Antenne verbundenen Galvanometers auf die Hälfte reduziert, wenn ein dem totalen Antennen-Widerstand gleicher Widerstand in die Antenne eingeschaltet wird. In der Praxis ist es unmöglich, einen erregenden Kreis zu erhalten, dessen Dekrement groß genug ist, um die Anwendung dieser Methode in Verbindung mit einer Antenne zu gestalten, wenn nicht eine Korrektion für das zweite Glied des Nenners von Gleichung (3) angebracht wird. Korrektionen für verschiedene Verhältnisse von δ_1 zu δ_2 sind in Tabelle 1 S. 577 gegeben.

Die Korrektionen sind hinzuzufügen zu dem Widerstand, welcher

Tabelle 1.

$\frac{\delta_1}{\delta_2}$	Korrektion in Prozent
3	42,0
4	38,0
5	28,0
7	23,5
10	17,5
15	12,0
20	8,7
30	6,2
50	4,2

den Wert von J_2^2 auf die Hälfte reduziert, um den wirklichen Antennen-Widerstand zu erhalten. Für rohe Versuche im Falle von Löschfunkenstrecken kann diese Korrektion zu etwa 20 $^0/_0$ angenommen werden, und man rechnet mit vier Wellen im primären Wellenzug.

Es ist zu beachten, daß in den letzten beiden Methoden der Widerstand der Selbstinduktion der Antenne und des eingeschalteten Thermoelements zu dem Widerstand der Antenne und Erdung allein, gemessen nach der künstlichen Antenne-Methode, hinzugefügt werden. Der Hochfrequenz-Widerstand der Selbstinduktion bei kurzen Wellen kann sehr beträchtlich sein; es ist deshalb zu erwarten, daß diese Methoden höhere Werte geben wird als die erst benutzte.

Messungen nach diesen drei Methoden wurden angestellt an der Antenne des Bureau of Standards (Washington), und die Resultate sind in Fig. 2 wiedergegeben. Wie nach Gesagtem zu erwarten, gibt die künstliche Antenne-Methode im allgemeinen die niedrigsten Werte, während die Dekrement-Methode eine Kurve liefert, die oberhalb der künstlichen Antennekurve liegt; der Unterschied beträgt ein wenig mehr als 1 Ohm bei den längeren Wellenlängen; für die kürzeren Wellenlängen ist er noch größer wegen der Zunahme des Widerstandes der Antenne-Selbstinduktion mit abnehmender Wellenlänge. — Die Halbwert-Ablenkungsmethode gibt eine Kurve, welche der Dekrementkurve bei den kürzeren Wellenlängen folgt und der künstlichen Antennne-Methode bei den längeren Wellenlängen. Dies ist unzweifelhaft zurückzuführen auf Fehler in der Bestimmung des Verhältnisses der Dekremente in den Löschfunken- und Antennekreisen. Diese Fehler sind durchaus nicht überraschend, wenn man sich erinnert, daß das Dekrement eines Funkenkreises sich durch Versuch keineswegs als logarithmisch in seinem Charakter gezeigt hat[1]).

1) J. Zenneck, Ann. Phys. 13, 822, 1904.

Von den drei Methoden ist die der künstlichen Antenne ohne Zweifel die genaueste, während die Halbwert-Methode die am wenigsten

Fig. 2.

Fig. 3.

genaue ist. Die letztere ist jedoch bei weitem die einfachste für gewöhnliche Stationsprüfung, da sie ohne Benutzung irgendeines be-

Fig. 4.

Fig. 5.

sonderen Apparates angewandt werden kann; die Ablesungen geschehen vermittels des gewöhnlichen Hitzdrahtmessers, indem genügender

Fig. 6.

Fig. 7.

passender Hochfrequenz-Widerstand eingeschaltet wird, um das Quadrat der Strömung in der Antenne auf die Hälfte zu reduzieren [1]).

1) Für Wellenlängen über 500 m kann ohne großen Fehler angenommen werden, daß der Hochfrequenz-Widerstand von Nr. 20 (0,81 mm) Manganin-

Seit meine vorläufige Mitteilung veröffentlicht ist, wurde der Widerstand einer großen Anzahl Antennen sowohl an Küstenstationen wie auf Schiffen der amerikanischen Marine nach der künstlichen Antenne-Methode gemessen.

Tabelle 2.

Stationen	Antenne-Type	Länge in m	Kapazität MF.	Höhe in m
Bureau of Standards . . .	Harfe	42,6	0,00126	54,8
Signal Corps	Schiffsantenne	44,5	0,00171	39,6
Capitol	»	85,0	0,00232	44,2
Washington Navy Yard (Kleine Antenne)	Harfe	51,8	0,00073	54,8
U. S. S. Maine	Schiffsantenne	32,9	0,00125	38,4
U. S. S. Massachusetts . .	»	24,4	0,00110	39,0

Die Resultate einiger dieser Versuche sind in den Kurven von Fig. 2 bis 7 wiedergegeben. Sie bedürfen keiner näheren Erklärung und zeigen an, daß der Minimum-Widerstand in einer gut eingerichteten Schiffsstation nicht viel über 2 Ohm betragen sollte. Es scheint schwierig, wenn nicht unmöglich zu sein, den Widerstand von Landstationen auf den gleichen niedrigen Wert zu bringen. Die Unregelmäßigkeiten in der Kurve der Signal Corps-Antenne, die auf dem Dache der Mills Building in Washington installiert war, zeigen deutlich die Wirkungen von Resonanz in den Metallteilen des Gebäudes, während die Kurve für die Harfen-Antenne in Washington Navy Yard eine starke Zunahme im Widerstand an dem Punkte zeigt, wo sie in Resonanz mit der Hauptantenne der Radiostation ist. Diese zwei Beispiele beweisen die Notwendigkeit, dafür Sorge zu tragen, daß keine der benutzten Wellenlänge mit der Periode irgendeiner metallischen Struktur in der Nachbarschaft der Antenne übereinstimmen soll, wie z. B. die Stahlmaste und Takelage auf Schiffen. Die Beobachtungen in dieser Arbeit wurden zum größten Teil von meinen Assistenten Minerotti und Scanlin, Chefelektriker der U. S. Navy, angestellt.

U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory, Washington,
März 1912.

(Nach dem Englischen. E.)

draht derselbe ist wie sein Gleichstrom-Widerstand. Der Widerstand muß natürlich induktionsfrei sein und sollte vorteilhaft unterteilt sein. Ein solcher Draht führt 7—8 Ampere ohne Erwärmung.

(Eingesandt 15. April 1912.)

Referate.

Vorläufige Mitteilung über den Widerstand von Antennen für drahtlose Telegraphie von L. W. Austin (Phys. Ztschr. 1911, S. 924).

Die vom Verfasser zur Bestimmung des Antennenwiderstandes angewandte Methode ist die schon früher von C. Fischer (Phys. Ztschr. **12**, 295, 1911) benutzte.

Eine Antenne, in der ein Thermoelement mit Galvanometer liegt, wird durch einen Primärkreis üblicher Anordnung zu Schwingungen angeregt, deren Energie gemessen wird durch den Ausschlag des Galvanometers.

Ersetzt man dann den Luftleiter unter Festhaltung der gleichen Wellenlänge und Koppelung zum Primärkreis durch einen geschlossenen Kreis, so kann durch Zuschalten von Ohmschem Widerstand erreicht werden, daß die beiden Ausschläge gleich groß werden. Der Betrag des eingeschalteten Widerstandes gibt dann ein Maß für die Größe des Antennenwiderstandes.

Als Resultat ergibt sich, daß der Widerstand mit wachsender Wellenlänge im Einklang mit der Hertzschen Strahlungstheorie schnell abfällt bis zu einem Werte, der etwa der doppelten Eigenwellenlänge entspricht.

Ein Vergleich mit den nach der Rüdenbergschen Formel für den Strahlungswiderstand berechneten Werten ergibt, daß die beobachteten Werte durchschnittlich etwas höher liegen wie die ersteren. Die Krümmung beider Kurven ist mit beträchtlicher Annäherung die gleiche. Jenseits des Minimums weichen beide beträchtlich voneinander ab. Der Verfasser glaubt im Widerstand zwei Faktoren zu finden, von denen der eine wie das Quadrat der Wellenlänge abnimmt, während der andere direkt mit ihr zunimmt. Der letztere Teil wird dem Widerstand der Erde zugeschrieben. Esau.

(Eingesandt 3. Mai 1912.)

Strahlung von Antennen von C. Fischer, Phys. Ztschr. **1911** S. 295.

In einer früheren Arbeit[1]) hatte der Verfasser eine Methode angegeben, wie man das Strahlungsdekrement eines Luftleitergebildes mit

1) Ann. d. Phys. 1910, S. 979.

Hilfe genauer Resonanzkurven ermitteln und unter Zuhilfenahme der Effektivwerte von Kapazität und Selbstinduktion auch den Strahlungswiderstand berechnen konnte.

Die Verwendung ungedämpfter Schwingungen hatte zur Folge, daß die exakte Bestimmung der Dekremente — besonders kleinerer — auf erhebliche experimentelle Schwierigkeiten stieß. Dieselben werden vermieden bei einer neuen Methode, die die Strahlung des offenen Systems behandelt wie einen Energieverlust in einem Kondensator.

Fig. 1.

Vorausgesetzt wird dabei, daß der Luftleiter stark verlängert ist, d. h. daß man ihn im wesentlichen ansehen kann als einen offenen Kondensator, während das magnetische Feld auf die nächste Umgebung der Spulen konzentriert angenommen wird.

Unter diesen Annahmen kann man die beiden Luftleiter ersetzen durch einen Kondensator von gleicher Kapazität, und die beiden Systeme unterscheiden sich dann im wesentlichen nur dadurch daß das erstere strahlt, während bei dem geschlossenen die Strahlung vernachlässigbar ist. Die Verlängerung der Eigenwelle der Antenne kann man dann auch dadurch bewirken, daß man zu dem durch die Antenne dargestellten offenen Kondensator einen geschlossenen C_1 parallel schaltet (s. Fig. 1).

Erregt man ein solches System durch einen ungedämpft schwin-

genden Primärkreis, so wird das Hitzdrahtinstrument J, das in die Zuleitung zur Antenne eingeschaltet ist, einen Ausschlag α anzeigen.

In dem geschlossenen System erhält man ebenfalls einen Ausschlag, der durch einen bestimmten Widerstand R, welcher vor den Ersatzkondensator C_2 eingeschaltet wird, auf dieselbe Größe wie im ersten Falle gebracht wird.

Dieser Widerstand stellt den Strahlungswiderstand dar.

Beispiel: Die Eigenwelle der Antenne ($\lambda = 200$ m) war durch eine Spule und einen Kondensator auf 1750 m verlängert.

Das Hitzdrahtinstrument ergab einen Ausschlag von $\alpha = 0{,}8$. Darauf wurden die Luftleiter ersetzt durch einen Kondensator $C_2 = 400 \cdot 10^{-21}$ C. G. S. Die Ausschläge α waren jetzt, wenn verschiedene Widerstände R eingeschaltet wurden, folgende:

$R =$ 20	22,5	25	26,25	27,5	30 Ω
$\alpha =$ 0,895	0,845	0,795	0,770	0,755	0,71

Trägt man die Ausschläge als Funktion der Widerstände auf, so ergibt sich, daß der Ausschlag $\alpha = 0{,}8$ erreicht wird für 24,7 Ω, d. h. der Strahlungswiderstand ist

$$R_\Sigma = 24{,}7 \text{ Ohm}.$$

Zunächst wurde nur die Frage untersucht, in welchem Maße der Ersatzwiderstand bei gleicher Wellenlänge abhing von den Dimensionen der Verlängerungsspule und des Parallelkondensators, wobei sich ergab, daß der Strahlungswiderstand in weiten Grenzen als unabhängig angesehen werden kann von den Dimensionen des Systems, das zur Verlängerung der Luftleiter dient, wenn nur die Wellenlänge dabei ungeändert bleibt.

Die Variation der Wellenlänge zwischen den Grenzen $\lambda = 800$ m und $\lambda = 4000$ m lieferte die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Werte für den Strahlungswiderstand

$\lambda =$ 800	1052	2057	2115	2895	4000 m
$R_\Sigma =$ 8,5	13,0	29,0	30,5	{42—44}	59,8 Ω

Der Strahlungswiderstand ergibt sich hieraus näherungsweise als eine lineare Funktion der Wellenlänge; indessen geht die Gerade nicht genau durch den Nullpunkt und es soll deshalb gesetzt werden

$$R_\Sigma \sim \lambda - \beta$$

Diese Abweichung hat möglicherweise ihren Grund in geringfügigen Meßfehlern.

Für größere Wellenlängen kann man jedenfalls mit genügender Genauigkeit Proportionalität zwischen R und λ annehmen.

Es entstand nun die weitere Frage, wie sich der Proportionalitätsfaktor zwischen R und λ ändert mit den Dimensionen der Luftleiter, im besonderen mit ihrer Höhe.

Hierzu wurden zwei Antennen von gleicher Kapazität, aber verschiedener Masthöhe verwendet ($h_1 = 20{,}6$ m; $h_2 = 12{,}6$ m).

Für die erste Antenne ergaben sich folgende Resultate:

$$\lambda = 1900 \qquad 1000 \text{ m}$$
$$R_\Sigma = 99 \qquad 47\ \Omega$$

für die zweite

$$\lambda = 1900 \qquad 1000 \text{ m}$$
$$R_\Sigma = 104—108 \qquad 55\ \Omega$$

Daraus geht hervor, daß die Antennenhöhe nur einen geringen Einfluß auf den Strahlungswiderstand ausübt.

Macht man nun den Ansatz

$$R = A \frac{\lambda - \beta}{\lambda_0^2}$$

wobei für die Rechnung $\beta_0 = \lambda_0$ gesetzt werden soll (bei den Versuchen mit der zuerst angegebenen Antenne hatte sich β von der Größenordnung der Eigenwelle ergeben), so findet man für A in allen drei Fällen den mittleren Wert $6{,}0 \cdot 10^{+13}$ cm^2 sec^{-1}.

Denselben Wert lieferte auch eine vierte Messung an den Luftleitern der Station des Telegraphen-Versuchsamtes.

Bei allen vier Antennenformen war die Länge lo des vertikal herabhängenden Verbindungsdrahtes zwischen Spule und Antenne, d. h. der senkrechte Abstand zwischen dem untersten Punkte der Antenne und der Ebene des Gegengewichts der gleiche.

Versuche an einer fünften Antenne, wo absichtlich lo etwa den dreifachen Wert hatte, ergaben auch für die Größe A einen dreimal so großen Wert ($18{,}2 \cdot 10^{13}$), so daß man zusammenfassend die angeführten Resultate schreiben kann in der Form

$$R_\Sigma = B\,l\,o \frac{\lambda}{\lambda_0^2}$$

Das Korrektionsglied β ist hierbei vernachlässigt, was jedenfalls bei langen Wellen statthaft ist.

Verfasser zeigt dann rechnerisch, daß die auf experimentellem Wege gefundene Formel auch für den von Abraham behandelten Fall eines linearen Senders gültig bleibt. Esau.

(Eingesandt 23. November 1911.)

Erdantennen. Wir entnehmen einem Aufsatze von Prof. Ferdinand Braun über Erdantennen in der Beilage „Aus Technik und Industrie“ der „Frankfurter Zeitung“ Nr. 104 vom 15. April folgendes[1]):

Dem Wunsche der „Frankf. Zeitung“ nach einem Referate über diese interessanten und aussichtsvollen Versuche habe ich längere Zeit Bedenken getragen zu entsprechen. Ich bin in einer eigentümlichen Lage. Ohne die praktische Bedeutung der Kiebitzschen Versuche in irgend einer Weise herabsetzen zu wollen, kann ich doch — und befreundete Fachgenossen stimmen dem Urteil zu — in der prinzipiellen Anordnung derselben keinen Unterschied erkennen gegen diejenigen, welche ich schon im Jahre 1898 benutzte und welche von mir in Patenten (z. B. D. R. P. Nr. 115081 vom 13. Juli 1898) und in Publikationen (Drahtl. Telegr. durch Wasser und Luft, Leipzig, Veit & Comp. 1901) niedergelegt sind. Ich konnte bei einer Besprechung der Kiebitzschen Versuche daher einerseits nicht, indem ich meine eigenen Versuche überging, damit stillschweigend die Kiebitzschen Anordnungen als neu anerkennen, andererseits aber wollte ich keine Prioritätsreklamationen erheben, am wenigsten in einer politischen Zeitung. Herr Kiebitz hat früher unsere Versuche als wesentlich verschieden betrachtet, da er von einer anderen Auffassung aus zu denselben gekommen sei, als ich, vielleicht hat er auch die eine oder andere meiner Angaben übersehen. Nachdem er aber vor kurzem in einer historischen Übersicht diesen Standpunkt verlassen hat, fällt für mich das obige Bedenken hinweg. Ich beginne daher mit meinen Versuchen.

Als ich im Sommer 1898 anfing mich mit drahtloser Telegraphie zu beschäftigen, beabsichtigte ich der Erde, speziell gut leitenden Flächen (also Wasser und wasserdurchtränktem Terrain) schnelle Schwingungen zuzuführen in der Erwartung, daß ich dieselben an einer entfernten Stelle wieder aus derselben entnehmen und einem Kohärerkreis zuführen könne. Die Erwägung beruhte darauf, daß infolge des sogenannten Skineffektes die Schwingungen wesentlich auf die Oberfläche beschränkt bleiben würden, und diese Anwendung schnell oszillierender Ströme unterschied meine Anordnungen charakteristisch von ähnlichen, schon früher gemachten Versuchen, bei welchen Ströme benutzt wurden, welche sich wesentlich wie konstante Ströme verhielten und sich nach ganz anderen Gesetzen in der Erde ausbreiten. Die Versuche wurden angestellt an alten Festungsgräben und an den Ufern des Rheines bei Kehl. Zwei Drähte wurden in das Wasser eingeführt in einem Ab-

1) Mit einigen Änderungen resp. Anmerkungen des Verfassers.

stande, je nach den Verhältnissen, von etwa 20 bis 80 m. Von diesen Erddrähten führten, je nach den örtlichen Bedingungen, dem Boden mehr oder weniger nahe, nahezu gleichlange Drähte zu derjenigen Stelle, von welcher aus schnelle Schwingungen erregt werden sollten. Dieses ganze System wurde entweder direkt elektrisch erregt, so daß seine Eigenschwingungen, falls es deren fähig war, entstehen mußten, oder es wurde das Erdsystem mit einem geschlossenen Schwingungskreise gekoppelt. Eine größere Anzahl solcher Schaltungen sind im erwähnten Patent beschrieben und daraus in meine Broschüre übernommen. In ähnlicher Weise wurden aus dem Boden die Schwingungen einem Kohärerkreise zugeführt. Die Versuche gelangen. Ich zeigte, daß auch in solchen Orientierungen des Empfängers gegen den Sender, wo stationäre Ströme keine Erregung bewirken konnten, der Empfängerkreis ansprach und schloß daraus, daß die Ursache in der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schwingungen zu suchen sei. Ebenso wurden Zeichen empfangen, wenn z. B. an den Ufern des Rheines der Empfänger in der Verlängerung des Senders lag. Im Jahre 1899 prüfte ich in Cuxhaven, ob auch Seewasser ein geeigneter Überträger sei, und zwar mit positivem Erfolg. Ich erhielt Signale damals nur bis auf einige Kilometer Entfernung; ich hob aber hervor, daß die Versuche nur mit schwachen Kräften (wenige Millimeter Funkenlänge, treibende Kraft für den Induktor acht Bunsenelemente) angestellt seien, daß die Ergebnisse aber vom wissenschaftlichen und praktischen Standpunkt aus aussichtsvoll genug seien, um sie weiter zu verfolgen. Ich bemerkte ferner, daß es nicht unmöglich erscheine, Resonanzerscheinungen im Empfänger zu erzielen und setzte hinzu (1901) „Längere Zeit andauernde elektrische Oszillationen, wenn sich ihre Frequenz auch nur in der Größenordnung von 100000 bewegt, zu deren einfacher Herstellung jetzt Aussicht vorhanden ist, würden eine erfolgreiche Verwendung der Methoden möglich erscheinen lassen".

Im Jahre 1903 fand ich, daß in einer dem Boden nahen und gegen denselben schwach geneigten, aber von ihm isolierten Antenne die Schwingungen, welche von einer entfernten, mit Vertikalantenne arbeitenden Station ausgingen, aufgenommen werden konnten, wenn die Schwingungen sich fortpflanzten in der Richtung der Antenne, d. h. wenn der Draht zu der Station hinzeigte, nicht aber, wenn er senkrecht gegen diese Richtung ausgespannt war; ich zeigte, daß man scharf ausgesprochene Resonanzwirkung erhielt und daß man die Richtung der ankommenden Welle bis auf etwa 10° genau bestimmen konnte.

Im Laufe der darauf folgenden Jahre sind Versuche, mit Benutzung der Erde zu telegraphieren, wiederholt aufgetaucht, aber meines Wissens nicht unter Verwendung schneller Schwingungen. In den Jahren 1904 und 1905 dagegen hat Zehnder eine Reihe von Vorschlägen mit den meinen ähnlichen Anordnungen gemacht; nach ihm sollten elektrische Schwingungen von 30000 bis 100000 pro Sekunde Erdplatten (ev. unter Einschaltung von Kondensatoren) derart zugeführt werden, daß sie ohne Phasendifferenz an einem Punkte desjenigen Gebietes ankommen sollten, wo sich der Empfängerkreis befand. An jedem einzelnen Punkte sollten sie sich also unterstützen; sie sollten aber zuerst den Anfangspunkt des Empfängerkreises erreichen, einige Zeit später den zweiten und ihn so erregen. Die Vorschläge Zehnders fanden seitens der Praxis kein Entgegenkommen; entscheidende Versuche wurden nicht gemacht.

Ich komme nun zu den Kiebitzschen Versuchen. Kiebitz wollte eigentlich (D. R. P. Nr. 227860, 19. Nov. 1909) Schwingungen erregen in einer Antenne, welche von der Erde ganz bedeckt, aber von ihr isoliert sein sollte. Die Enden des Drahtes liefen in Kondensatoren (Leidener Flaschen) aus; die äußeren Belegungen derselben führten zu Erdplatten. Das würde wesentlich diejenige Form sein, welche ich seiner Zeit (vgl. meine Broschüre) anstrebte, aber damals aus praktischen Gründen nicht ausführte. Ich ließ die Zuleitungsdrähte zu den Erdplatten nahe dem Boden in der Luft laufen, obschon ich diese bequemere Anordnung für nicht so günstig hielt. Kiebitz fand aber später keinen Unterschied in der Wirkung zwischen beiden Anordnungen — insofern füllen seine Versuche eine Lücke aus, welche ich damals noch lassen mußte — in Wirklichkeit kommt er aber dadurch ganz auf meine Versuchsformen. Es ist nach seiner Erfahrung irrelevant, ob die Drähte 1 oder 8 m über dem Boden gespannt sind.

Von seinen Versuchen seien einige angeführt. In der Nähe von Berlin (bei Belzig) wurden um ein Stationshaus als Mittelpunkt Erdantennen verlegt in der Richtung NS und OW und eine in der Richtung NO—SW (Richtung nach der Funkenstation Schöneberg). Die Erdanschlüsse (ca. 4 m tief versenkte Metallplatten) waren je 120 resp. 150 m vom Hause entfernt, so daß die gesamte Antennenlänge 240 resp. 300 m ausmachte. Die Empfangsvorrichtung (resp. der erregende Schwingungskreis) befand sich immer im Stationshause. Als beste Schaltung bezeichnet Kiebitz die folgende:

In der Mitte variabler Empfangskondensator, rechts und links Spulen, dann beiderseits geradlinige Leitung von den angegebenen

Längen, am Ende je ein Kondensator (Leidener Flasche der üblichen Größe), äußere Belegung im Erdanschluß geführt. Wesentlich die gleiche Anordnung diente für Senderversuche. Häufig konnten auch die Endkondensatoren weggelassen werden und die „Verbindungsleitungen" frei endigen; bisweilen je nach der Wellenlänge war das Einschalten der Endkondensatoren günstig.

Das praktische Ergebnis der Versuche ist im wesentlichen das folgende: Es ergab sich gerichteter Empfang und — wenigstens für größere Entfernungen — auch gerichtete Ausstrahlung. In geeignet orientierten Antennen konnte Empfang konstatiert werden von Schöneberg (65 Kilometer), Swinemünde (230 Kilometer), von Norddeich (405 Kilometer) sehr stark „in allen Antennen"; ferner vom Eiffelturm, endlich konnte auch die Marconistation in Poldhu (1120 Kilometer) belauscht werden.

Sendeversuche (2 KW. primäre Energie) gelangen nach Schöneberg und Swinemünde; mit einer 1270 m langen Antenne (einerseits frei endend, andererseits durch Kondensator geerdet) auch schwach nach Norddeich.

Als wesentliche Bedingung bezeichnet Kiebitz die folgende: Spannungsbäuche an den Enden, Strommaximum in der Mitte der Antennen. Dies würde einer beiderseits frei endenden Leitung entsprechen. Die Strom- und Spannungsverteilung werden natürlich, wenn geerdete Kondensatoren an den Enden liegen, komplizierter und von den elektrischen Dimensionen abhängig. Zahlenmäßige Angaben liegen bis jetzt meines Wissens nicht vor.

Die praktische Wichtigkeit der Versuche läßt sich bis jetzt noch nicht klar abschätzen. Sie kann sehr groß sein: Der Vorteil sehr bequemer und billiger Installationen ist offenbar. Kiebitz glaubt, daß man den Erdantennen sehr viel größere Energiemengen in nützlicher Weise zuführen kann als den Luftleitern.

Was die Deutung der Versuche betrifft, d. h. die Vorstellung, welche man sich zu bilden hat über die Vorgänge, durch welche die Übertragung auf die entfernte Stelle geschieht, so scheint diese noch nicht genügend geklärt.

In allgemeinen Zügen läßt sie sich verstehen auf Grund der folgenden Erwägungen: Wenn elektrische Wellen in Luft den Erdboden überstreichen, mit ihrer Front wesentlich senkrecht zum Boden gerichtet, so treten auf dem Boden sog. fingierte Ladungen auf, deren Größe aus dem Verhältnis der Dielektrizitätskonstanten der zwei aneinander grenzenden Mittel bestimmt ist. Da diese fingierten Ladungen

meiner Ansicht nach in der drahtlosen Telegraphie eine wichtige Rolle spielen, so will ich mit wenigen Worten auf sie eingehen. Sie treten auf auch an der Oberfläche vollkommener Isolatoren; sie verschwinden in ihnen sofort mit der sie erregenden Kraft. Sie stehen aber in ihren Eigenschaften wahrer elektrischer Ladung (und als solche würde man sie auf Leitern bezeichnen) sehr nahe. Man kann sie z. B. mittels eines Spitzenkammes oder durch Überstreichen mit einer Flamme entfernen. Ich habe, aus gleich ersichtlichem Grunde, auch geprüft, ob sie durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht sich entfernen lassen und gefunden, daß sie es tun. Man wird allgemein sagen können, daß sie sich an jedes ionisierte Mittel übertragen lassen. Daher glaube ich, daß diese „fingierten" Ladungen eine Rolle spielen bei der bekannten Erscheinung, daß die Reichweite drahtloser Stationen von atmosphärischen Zuständen, insbesondere der Sonnenstrahlung abhängt. Denn wenn diese Ladungen der Oberfläche durch eine ionisierte Umgebung ganz oder teilweise in diese zerstreut werden, so ist dies einem Energieverlust, d. h. einer Verringerung der Reichweite gleichbedeutend. Aus diesen Ladungen lassen sich auch meine Empfängerversuche mit nahezu horizontalem Drahte erklären. Indem abwechselnd positive und negative Ladungen in Abständen von einer halben Wellenlänge über den Boden hinwegstreichen, werden sie in einem parallel geführten Draht entsprechende Ladungen und damit unter gewissen Bedingungen elektrische Ströme erregen. Diese Auffassung erklärt, wie ich fand und andere bestätigten, daß gerade die richtige Abgleichung der Drahtlänge für bestes Ansprechen des Empfängers wesentlich ist. Nach dieser Auffassung sollte aber eine Neigung des Drahtes gegen die Grenzfläche nicht nötig sein. Wenn man nun weiter annehmen darf (und dies wird, jedenfalls unter gewissen Bedingungen, allgemein beweisbar sein), daß zwischen Empfänger und Sender eine Reziprozität besteht, so müßte umgekehrt der horizontale Draht, als Sender dienend, eine entfernte vertikale Antenne erregen. Die Erregung (als Resultierende gedacht[1]) kann, aus Symmetriegründen, die vertikale Antenne nur in der Richtung Draht—vertikale Antenne erreichen. Die Erfahrung zeigt nun, daß in Gebieten, in welchen vertikale Antennen erregt werden, auch horizontale, am besten, wenn sie in der Fort-

1) Ich spreche von der Resultierenden, welche ja aus beliebig vielen Komponenten entstanden sein kann.

schreitungsrichtung der Erregung gelegen sind, ansprechen. Und daraus folgt das gewünschte Resultat[1]).

Wenn man so mit Hilfe allgemeiner Erwägungen (die freilich am sichersten zu sein pflegen, wenn man das Ergebnis schon kennt) aus einer Tatsache auf andere schließen kann, so geben sie, gerade wegen ihrer Allgemeinheit, kein Bild von den wirklichen Vorgängen. Für eine Weiterentwickelung ist eine Kenntnis dieser wünschenswert.

Hier scheint mir nun die Sache so zu liegen: Denkt man sich einen Draht, in einer halben Wellenlänge schwingend, von einem unendlich ausgedehnten homogenen Dielektrikum allseitig umgeben, so findet bekanntlich keine Strahlung in der Richtung der Achse statt. Nach den obigen Ergebnissen ist aber bei Erdantennen in dieser Richtung Energieübertragung in besonders starkem Maße vorhanden. Diese Energieübertragung muß auch den Charakter einer Strahlung tragen, falls man unter ihr einen Vorgang versteht, der an die folgende Bedingung gebunden ist. Die Energie, welche in einem Störungsgebiet vorhanden ist, soll (für den einfachsten Fall, nämlich einer Strahlung, die nur in einer Richtung, etwa akustisch in einer Luftsäule oder optisch in der Achse eines Hohlspiegels erfolgt), sich nicht zerstreuen, sondern immer nur auf ein weiteres gleich großes Gebiet übertragen, so daß die Energiedichte ungeändert bleibt. In unserem Falle wird die Energie sich flächenhaft ausbreiten, sie wird auch unterwegs durch Absorption geschwächt. Wenn aber trotz dieser schwächenden Ursachen noch so beträchtliche Wirkungen auf so große Entfernungen vorhanden sind, so beweist dies unzweifelhaft, daß die Übertragung den Charakter einer Strahlung trägt.

Vergleicht man damit das oben erwähnte Ergebnis der Theorie, so muß man schließen, daß nur die Abweichungen der tatsächlichen Verhältnisse von den der theoretischen Behandlung zugrunde gelegten Annahmen die Beobachtungen erklären können. Diese Abweichungen

---

1) Ich kann diese Auffassung, zu welcher ich damals bei Niederschrift des Aufsatzes für die Frankf. Zeitung kam und welche die fingierten Ladungen heranzieht, nicht mehr aufrecht erhalten; ich komme vielmehr zum Schlusse, daß nur meine frühere Auffassung die Empfängerwirkung des Drahtes zu erklären vermag. Nach dieser ist die Sache so: Liegt z. B. der elektrische Vektor E der Welle vertikal, schreitet die Welle fort in einer durch den Draht s gelegten Ebene (E, s) und bildet der Draht s den Winkel β mit dem elektrischen Vektor, so reagiert der Draht auf die Komponente $E \cos \beta$.

sind aber, soweit ich sehe, in zwei und nur in diesen zwei Formen vorhanden: 1. wir haben hier die Antennen in der Grenzfläche zweier verschiedener Dielektrika (Luft und Boden), 2. sie ist in der Nähe eines Leiters, des Grundwassers.

Ich will mit dieser zweiten Bedingung anfangen; sie würde zurückführen auf die Bedingungen meiner Versuche — es würde sich um eine Ausbreitung längs einer Fläche handeln, welche hohe Dielektrizitätskonstante neben mehr oder weniger gutem Leitvermögen besitzt. Denkt man sich aus derselben einen einzigen Streifen herausgeschnitten, ausgedehnt in der Richtung parallel zur Antenne, so wäre die Erscheinung qualitativ ähnlich der der Ausbreitung elektrischer Wellen an Drähten. Die Welle gleitet beim guten Leiter fast ausschließlich an dessen Oberfläche, ihre Energie bleibt zusammengehalten. In unserem Falle dringt sie bis zu Tiefen von einem oder einigen Metern ein. Dieser Fall würde etwa realisiert sein, wenn man längs eines Gebirgsbaches die Zeichen verschickt. Ist die Fläche nach zwei Dimensionen ausgedehnt, so läßt sich nur an der Hand einer durchgeführten Theorie etwas Bestimmtes aussagen. — Leitfähigkeit und dielektrische Eigenschaften bestimmen zusammen die Vorgänge in den Mitteln, die hier vorliegen.

Bei Wasser macht sich die Dielektrizitätskonstante für Wellen, welche etwa 1700 m (in Luft) lang sind, ebenso stark geltend wie das Leitvermögen. Für kleinere Wellen überwiegt die Eigenschaft des Dielektrikums.

Je höher die Frequenz der Schwingungen ist, desto stärker wird die elektromagnetische Wirkung der in ihnen auftretenden dielektrischen Polarisation. Man könnte nun denken, und damit komme ich zur Besprechung der ersten Bedingung, daß an der Grenzfläche Luft—Erde die periodisch wechselnde dielektrische Polarisation, welche in der Richtung der Erdplatten auftritt, ähnlich wie der Strom in einem Leiter wirkt und sich so auch in der Drahtrichtung eine Welle nach außen über die Grenzfläche fortpflanze. Eine wesentliche Beteiligung eines derartigen Vorganges scheint mir aber schon in Anbetracht der geringen Frequenzen, welche benutzt wurden, ausgeschlossen.

Indessen, wenn man auch absieht von einem Einblick in den inneren Vorgang, liegen doch noch praktische Schlüsse aus den Tatsachen nahe, von denen einer erwähnt sein mag. Denken wir uns eine vertikale Antenne und daran als Gegengewicht zwei ebenso lange Drähte, einen nach links, den anderen nach rechts geführt,

so hätten wir die Kombination einer vertikalen und einer Erdantenne[1]). Diese müßte auf eine ebenso orientierte und in derselben Ebene gelegene Empfangsantenne besonders stark wirken.

Eine T-Antenne oder eine Schirmantenne würde sich ebenso verhalten; noch günstiger sollte bezüglich der Strahlung eine Antenne sein, deren oberes Ende nur einseitig horizontal gebogen ist, während die damit kombinierte Erdantenne um 90° gegen die Ebene der Luftantenne gedreht ist.

Hier ist gerechnet mit den Ausdrücken, wie sie für eine etwa von Luft allseitig umgebene Antenne gelten. Eine Γ-Antenne sollte dann senkrecht zu ihrer Ebene am stärksten strahlen. Nimmt man aber, wie die Erfahrung (infolge des Bodeneinflusses) zu zeigen scheint, an, daß das Strahlungsmaximum der Γ-Antenne in ihrer Ebene gelegen ist, so müßte das horizontale Gegengewicht, wenn es als Erdantenne wirken soll, auch in diese Ebene gelegt werden, falls die Erdantennen überhaupt in der von Kiebitz angegebenen Weise wirken. Meine jetzige Auffassung ist aber, daß sie wirken nach Maßgabe des in Fußnote 1 S. 591 Gegebenen. Für spezielle Fälle wird das Resultat unzweifelhaft, besagt aber dann freilich auch nicht viel. Angenommen z. B. der Empfänger bestehe lediglich aus einem geraden Drahte; derselbe deformiere zwar das ohne ihn vorhandene Feld, schaffe aber keine Komponente in der Richtung des Drahtes wie es der Fall sein würde, wenn er in einem Strahlenzylinder in der Richtung der Wellennormale angeordnet wäre; redet man dann lediglich von dem Feld und faßt darin den Einfluß des Bodens usw. zusammen, so ist offenbar, daß der Draht (die Erdantenne) nicht reagiert, wenn er senkrecht zum Feld liegt. Es läßt sich umgekehrt in dieser Weise die Lage des Feldes eindeutig bestimmen, sobald noch — wie gewöhnlich — die Wellennormale bekannt ist. Wenn man bei späteren Versuchen in dieser Weise vorgeht, wird sich ein bestimmteres Bild über die Wirkung der „Erdantennen“ ergeben, wir werden überhaupt Aufschlüsse erhalten über Fragen, über die wir noch kaum experimentell orientiert sind und welche allerorts jetzt auftreten. Daß die Lage des Feldes von den physikalischen Bedingungen des Beobachtungsortes abhängt wird allgemein anerkannt. In der Tat, wenn z. B. eine Welle mit vertikaler elektrischer Feldrichtung über eine Ebene streicht und an einem Bergabhang ankommt, so wird ein horizontaler richtig orientierter Draht auf dem Abhange selber die Welle anzeigen, während er in der Ebene auf dieselbe nicht reagiert.

---

1) Die Schlüsse würden ohne weiteres bindend sein, falls die Wirkungen einer Vertikalantenne und die von „Erdantannen“, jede derselben für sich gedacht, sich einfach superponieren. Gabelt man das Gegengewicht, wie hier angenommen, so sollte für gleichsinnige Strömung in den beiden Horizontaldrähten gesorgt sein. Dies wäre z. B. durch Einfügen einer halben Wellenlänge (in Spulenform) zwischen der Vertikalantenne und dem einen Gegengewicht zu erreichen.

Die erste Frage ist doch offenbar: auf was reagiert die „Erdantenne"? — und diese erste Frage sehe ich in den Aufsätzen des Herrn Taylor und Fleming, welche soeben das Jahrbuch bringt (S. 514, Heft 5), nicht berührt.

Es ist, wie gesagt, noch nicht das letzte Wort in der Frage der Erdantennen gesprochen; um so mehr scheint es geboten, daß man sich über die Vorgänge und die zu erfüllenden Bedingungen eine zutreffende Vorstellung zu bilden sucht. E.

(Eingesandt 30. April 1912.)

Über die Geschichte der Erdantennen. Prof. L. Zehnder macht gegenüber den Mitteilungen von Dr. Kiebitz[1]) hierüber folgende Angaben[2]):

Am 25. Januar 1903 machte ich dem Reichsmarineamt meinen ersten Vorschlag einer gerichteten drahtlosen Telegraphie mit zwei in gleicher Phase schwingenden Antennen S_1 und S_2, die um eine halbe Wellenlänge ($\lambda/2$) der benutzten Wellen voneinander entfernt sind und von einem Induktor, von einem gemeinsamen primären Sendersystem erregt werden. Ferner machte ich noch in demselben Jahre dem Reichsmarineamt den weiteren Vorschlag, mit einer Wechselstrommaschine S, die nach Fig. 1 an zwei um $\lambda/2$ voneinander entfernten Stellen geerdet wird, Potentialschwankungen der Erde hervorzubringen, so daß wiederum eine gerichtete drahtlose Telegraphie (mit Erdströmen) zustande kommt.

Fig. 1.

Für die zuletzt genannte Schaltung reichte ich wenige Wochen später im Juli 1903 ein Patentgesuch beim Kaiserlichen Patentamt ein; dasselbe Patent suchte ich dann auch in anderen Ländern nach. Später zog ich diese Schaltung aus meinem umfassenderen deutschen Patentgesuch zurück und reichte es neu ein, ungefähr gleichzeitig mit dem österreichischen Patentgesuch, das am 15. Mai 1905 angemeldet wurde. Bei allen diesen Patentgesuchen sind die in Fig. 1 gestrichelt eingezeichneten Kondensatoren namhaft gemacht. Daß aber für den Abstand der beiden Erdungen diejenige halbe Wellenlänge genommen

1) Vgl. Jahrb. 5, 360, 1912.
2) Vgl. Verh. D. Phys. Ges. 14, 282, 1912.

werden müsse, welche der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen im Erdreich, nicht der in der Luft entspreche, habe ich erst in der österreichischen Patentschrift hervorgehoben.

Um die Umgehung meiner Patente durch die Vertreter bisheriger Systeme drahtloser Telegraphie unmöglich zu machen, meldete ich am 4. Oktober 1905 ein neues, auf das mit dem österreichischen identische

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Hauptpatent sich beziehendes Patent an, indem ich den Braunschen Schwingungskreis mit meiner Schaltung für Erdströme kombinierte, wie es Fig. 2 und 3 zeigen, für das Telegraphieren nach zwei entgegengesetzten bzw. nur nach einer einzigen Richtung.

Gleich darauf reichte ich beim Reichspostamt ein Gesuch ein, mir die Ausführung entsprechender Versuche zu ermöglichen. Diesem Gesuche legte ich meine sämtlichen hier genannten Patentbeschreibungen bei, gab eine kurze Inhaltsübersicht derselben und machte besonders auf mein letztes Patentgesuch vom 4. Oktober 1905 aufmerksam. Geldmittel konnte mir aber das Reichspostamt leider nicht zur Verfügung stellen.

An die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie Berlin schrieb ich

im Januar 1907 unter anderem, mein Patentanspruch umfasse alle Verfahren drahtloser Telegraphie, Geberkreise mit Funkenstrecke seien also nicht ausgeschlossen.

Es erübrigt noch, nachzuweisen, inwiefern sich meine Schaltung gerichteter drahtloser Telegraphie von den Schaltungen der Herren Marconi, Braun und Lecher unterscheidet.

Im Jahre 1896 hat Marconi für den Empfang eine Schaltung mit 2 Erdungen und einem Kondensator angegeben[1]) und folgendermaßen beschrieben: „Beim Empfänger ist es möglich, die Oszillationen von Erde oder Wasser ohne die (früher erläuterte) Platte W aufzunehmen. Dies geschieht, indem man die Enden der empfindlichen Röhre J (des Kohärers) mit zwei Erdungen verbindet, die vorzugsweise in einem gewissen Abstand voneinander und in einer Linie mit der Richtung angeordnet werden, von welcher die Oszillationen herkommen. Diese Verbindungen sollen nicht durchweg leitend sein, sie müssen vielmehr einen Kondensator von geeigneter Kapazität enthalten, sagen wir von einer Quadratelle (one square yard) Oberfläche (mit paraffiniertem Papier als Dielektrikum)." Daß diese Marconische Schaltung sowohl von meiner Schaltung ohne irgendeinen Kondensator, als auch von meiner Schaltung mit zwei Kondensatoren, d. h. mit je einem solchen neben jeder Erdung, wesentlich verschieden ist, wird ohne weiteres einleuchten.

Herr Braun hat in seiner Patentschrift[2]) und in seinem Buche[3]) Schaltungen angegeben, welche hier in den Fig. 4 bis 8 dargestellt sind. Zweifellos besteht eine gewisse Ähnlichkeit mit meiner Schaltung. Meines Wissens hat aber Herr Braun nirgends auf die von mir genannte Interferenzbeziehung hingewiesen, nach der die beiden Erdungen in einer halben Wellenlänge $\lambda/2$ Abstand voneinander anzuordnen sind. Für mich ist dies aber gerade die Hauptsache.

Den eben erwähnten Hinweis auf die Interferenzbeziehung finden wir dagegen in der Veröffentlichung des Herrn Lecher[4]). Figuren hat er seinem Vorschlage nicht beigegeben, sie müssen aber wohl wie Fig. 9 und 10 gedacht werden. Von diesen beiden Figuren kommt hier nur Fig. 9 für die Prioritätsfrage in Betracht. Nun sind aber seine beiden größeren horizontalen Metallplatten a und b meines Er-

1) Marconi, Engl. Pat. Nr. 12039, 1896.
2) F. Braun, D. R. P. Nr. 115081, 1898.
3) F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft, Leipzig 1901.
4) E. Lecher, Phys. Ztschr. 4, 320, 1903.

achtens weder Erdungen noch Kondensatoren, vielmehr entsprechen sie gar nicht einer wohldefinierten Schaltung. Denn, da sie nur an der Erdoberfläche liegen, werden sie bei guter Leitung zur Erde als

Fig. 5.

Fig. 6.

Erdungen, bei schlechter Leitung, also z. B. bei trockenem Wetter, als eine Art Gegengewicht aufzufassen sein. Je nach der Wetterlage würden also an ihnen bald Spannungsknoten, bald Spannungsbäuche auftreten.

Fig. 7.

Fig. 8.

Fig. 9.

Fig. 10.

Die Versuche des Herrn Kiebitz sprechen für meine Anschauung, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen im Erdreich, längs der Erdoberfläche, wesentlich geringer ist als in der Atmosphäre, einem Brechungsverhältnis $n = 2$ bis 2,5 entsprechend. Demzufolge fand nämlich Herr Kiebitz mit seinen „Erdantennen" von $\lambda_1/2 = 240$ bis 300 m Länge den günstigsten Wellenbereich für

den Empfang bei $\lambda = 1000$ bis 1500 m[1]), woraus sich $n = 2$ bis 2,5 ergibt. Die in Glace Bay mit Wellenlängen $\lambda = 5800$ bis 6000 m gegebenen Zeichen hörte er bei 1270 m Abstand seiner beiden Erdungsstellen[2]) einem Brechungsverhältnis $n = 2{,}3$ bis 2,4 entsprechend. Diese Versuchsergebnisse stimmen daher ausgezeichnet mit meinen Vorschriften für den Abstand der Erdungen überein. E.

1) F. Kiebitz, Verh. **13**, 881, 1911.
2) F. Kiebitz, ebenda **13**, 883, 1911.

(Eingesandt 15. April 1912.)

H. Rohmann, Über Stoßerregung bei zahlreichen Partialentladungen. Phys. Ztschr. 12, 649, 1911.

Um das Resultat vorwegzunehmen: es wurde gefunden, daß man sehr schnell erlöschende Funken und damit in gekoppelten Kreisen bis zu sehr enger Koppelung Stoßerregung erhält, wenn man dafür sorgt, daß die Funkenstrecke stark ionisiert ist, bevor der Funke einsetzt.

Diese Erscheinung beobachtete Verfasser meist in dem Falle, wo die Ionisation dadurch hervorgebracht war, daß die Funken einander sehr rasch folgten.

Dabei wurden verschieden dimensionierte gekoppelte Kreise benutzt, mit Wellenlängen von 60 cm bis 3000 m und mit verschiedenen Verhältnissen zwischen Selbstinduktion und Kapazität; da das qualitativ nichts ändert, sind im folgenden Resultate nur für eine Anordnung gegeben, bei der folgende Konstanten gewählt waren:

Primärkreis: 1 Leydener Flasche (ca. 2000 cm); 1 Spule von ca. 30000 cm.

Sekundärkreis: 1 variabler Ölkondensator; 1 Spule von ca. 15000 cm.

Das Dekrement des zweiten Kreises, sowie dasjenige des mit ihm lose gekoppelten Meßkreises betrug je 0,05.

Die Funkenstrecke im Primärkreis bestand meist aus Drähten von 4—5 mm Durchmesser aus den verschiedensten Metallen; zwischen den eben abgeschliffenen Endflächen ging der Funke (in Luft) über. Auch wurden Spitzen-, Kugel- und Plattenfunkenstrecken gebraucht, die Form ist qualitativ ohne Einfluß. Die Funkenlänge wurde zwischen 0,1 und 3 mm variiert. Betrieben wurde die Funkenstrecke durch einen Wechselstromtransformator [120/25000 Volt, 50 Perioden/sec,

5 Kilowatt Leistung]. Der Primärstrom des Transformators wurde durch Widerstand reguliert, seine Größe ist im folgenden als willkürliches Maß für die Zahl der Partialfunken genommen, was bei im übrigen unverändert bleibender Anordnung wohl erlaubt ist.

Bei geringem Primärstrom treten ein oder wenige Funken pro Wechsel auf, und es ist dann zur Erzielung der Stoßerregung, wie von M. Wien beschrieben, eine genaue Einregulierung der Koppelung, oder eventuell eine Verstimmung der Kreise nötig[1]).

Fig. 1.

Über eine gewisse Koppelung hinaus ist bei gegebener Funkenlänge (und kleinem Primärstrom) keine Stoßerregung mehr zu erzielen. Diese Koppelung war bei der obigen Anordnung mit Silberelektroden (0,5 mm Fl.) etwa 0,11.

Fig. 1b gibt für diesen Fall bei einer Primärstromstärke von 1,0 A. (entsprechend etwa 3 bis 4 Funken pro Wechsel) die Resonanzkurve des Sekundärkreises. Dabei sind Primär- und Sekundärkreis genau aufeinander abgestimmt.

Fig. 2.

Fig. 1a gibt die Resonanzkurve, die man bei derselben Primärstromstärke erhält, wenn die Koppelung zu 0,2 gemacht wird (Zweiwelligkeit). Steigert man bei derselben Koppelung 0,2 die Primärstromstärke auf 2,5 A. (entsprechend einigen 10000 Funken pro Sekunde) und läßt im übrigen alles unverändert, so erhält man Fig. 1c, also fast Einwelligkeit.

Fig. 2 gibt ähnliche Kurven bei Koppelung 0,2 für Magnesium-

1) S. a. H. Riegger, Jahrb. 5, 35, 1911.

elektroden bei 0,5 mm Funkenlänge. Hier bleibt auch bei der größten angewandten Stromstärke ein beträchtlicher Rest der Koppelschwingungen, der durch weiteres Verstärken des Primärstromes nicht mehr weggeschafft werden kann, da sich dann ein Lichtbogen bildet, der nur noch ganz schwache Schwingungen erzeugt.

Das der Eigenwelle entsprechende Maximum ist etwas aus der bei 130° liegenden Resonanzstellung verschoben. Die Verschiebung beruht vielleicht auf einer bei der hohen Funkenzahl eintretenden Rückwirkung.

Mit dem rotierenden Spiegel gelang es, die Funken zu photographieren. Durch einen Momentverschluß war dafür gesorgt, daß nicht die Bilder von verschiedenen Umdrehungen sich überlagerten.

Der Spiegel lief nicht schnell genug um die einzelnen Schwingungen aufzulösen. Betrachtet man die Aufnahme I, welche der Stromstärke von Fig. 2b entsprechen, so sieht man in jeder einzelnen Entladung drei hellere Flecke: die Schwebungen (die Schwingungsdauer war $1{,}6 \cdot 10^{-6}$ sec, die Dauer einer Schwebung etwa $0{,}8 \cdot 10^{-5}$ sec).

Die Aufnahmen II geben ein Bild für die der Fig. 2e entsprechende Stromstärke. Man sieht einzelne rasch aufeinanderfolgende Entladungen, jede etwa von der Länge einer Schwebung, also charakteristisch für Stoßerregung. Diese Bilder sind allerdings so lichtschwach, daß Autor sie zur Reproduktion retuschieren mußte. Be-

trachtet man sie auf der Mattscheibe, so sieht man, daß sie nicht nur bedeutend lichtschwächer sind als die gewöhnlichen Funken, sondern auch eine andere Farbe haben, blaßrötlich sind[1]). Auch der direkt beobachtete Funke wird bei größerer Stromstärke lichtschwächer.

Im übrigen sind die Aufnahmen II als typisch aus einer größeren Anzahl ausgesucht. Bei anderen Platten tritt mitunter zwischen den Stoßentladungen ein Funke vom gewöhnlichen Aussehen auf, siehe auch Aufnahme III, Cadmiumelektrode von 2 mm Funkenlänge.

Dieses gelegentliche Aussetzen der Stoßwirkung verursacht wohl mit das Auftreten der Koppelschwingungen. Außerdem ist jedesmal am Anfang und Ende einer Halbperiode des zur Erregung benutzten Wechselstroms der Strom klein und also auch die Partialfunkenzahl, so daß man dann auch Koppelschwingungen bekommt.

Der Sekundärkreis wird nun bei vielen Partialfunken auch dann noch stark zu seiner Eigenschwingung erregt, wenn er gegen den Primärkreis verstimmt ist.

Fig. 3b zeigt dies für Magnesium (0,5 mm Funkenlänge) und für eine Verstimmung um ca. 16 $^0/_0$, Fig. 3a ist dagegen die bei kleinem Strom aufgenommene Resonanzkurve. Außerdem sind die Spitzen der Eigenschwingungen bei einigen anderen Verstimmungen eingezeichnet (Abstimmung bei 131^0).

Autor hat hier im wesentlichen Messungen bei Magnesiumelektroden angeführt, da dabei die Ausschläge des Galvanometers ziemlich ruhig sind, und da dies Metall sich zur Photographie gut eignet. Es ist auch deshalb interessant, weil M. Wien[2]) nachgewiesen hat, daß es (bei langsamer Funkenfolge) keine Veränderung der Wellenlänge hervorbringt, was auf einen konstanten Funkenwiderstand schließen läßt; bei kleiner Stromstärke ist z. B. auch kaum Stoßerregung mit Magnesium zu erzielen.

Von anderen Metallen wurden noch Kupfer, Zink, Blei, Cadmium, Nickel, Eisen und Messing untersucht, außerdem Kohle. Alle zeigen mit bloß quantitativen Unterschieden dasselbe Verhalten: wenn man die Stromstärke genügend steigert, tritt die Stoßerregung auf[3]).

---

1) Die Wiensche Stoßerregung gibt dagegen Funken, die ungefähr ebenso lichtstark sind wie die Aufnahmen I.

2) M. Wien, Elektrot. Ztschr. 11, 282, 1910.

3) Zu erwähnen ist dabei ein von Herrn Glatzel, Elektrot. Ztschr. 11, 886, 1910, beschriebener Einfluß der Stromstärke auf die Stoßerregung, den er allerdings nur in einem Spezialfall (Nickelelektroden in Wasserstoff, konstatiert.

Zur Erklärung wird man folgendes anführen können: Wenn infolge der rasch aufeinanderfolgenden Entladungen die Luft zwischen den Elektroden stark ionisiert ist, setzt die neue Entladung bei niedrigem Potential ein, und es wird wenig Metalldampf erzeugt, wie aus der Lichtschwäche der Stoßentladungen hervorzugehen scheint. Nun wird die ionisierte Luft, die jetzt den Stromdurchgang vermittelt, ihre Leitfähigkeit weniger lang beibehalten, als der Metalldampf, da ihre Ionen leichter und beweglicher sind.

In der Tat erhält man nun auch bei ganz kleiner Funkenzahl Stoßerregung, wenn die Funkenstrecke ionisiert wird, indem man einen

Fig. 3.

Bunsenbrenner darunter bringt. Der Funke gewinnt ein ganz ähnliches lichtschwaches Aussetzen wie bei starkem Strom, was wieder auf die Abwesenheit von Metalldampf schließen läßt.

Daß es nicht die veränderte Atmosphäre von den Funken ist, die das schnelle Erlöschen bewirkt, zeigt sich dadurch, daß man die Ionisation auch durch eine Bogenlampe hervorrufen kann. Die Wirkung ist allerdings viel schwächer als bei der Flamme. Es ist außerdem klar, daß das den Funken umgebende Gas quantitativ von großem Einflusse sein wird.

Überhaupt bedarf der Einfluß der Ionisation auf den Funken noch näherer Untersuchung, die augenblicklich im Physikal. Institut Straßburg ausgeführt wird. (E.)

(Eingesandt 1. November 1911.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Der heutige Stand der drahtlosen Telegraphie.

Einem bemerkenswerten Vortrage des Herrn Grafen Arco (im Sitzungssaale der Allgem. Elektrizit. Gesellschaft, Berlin, am 6. Dez. 1911) entnehmen wir folgendes:

„Ich glaube, daß es kein elektrotechnisches Spezialgebiet gibt, wo so zahlreiche und kostspielige Versuche notwendig waren und sind, wie das der drahtlosen Telegraphie. Das Versuchsfeld ist hier nicht durch die 4 Wände eines Laboratoriums abgeschlossen, sondern es tritt fast stets ein zweites räumlich getrenntes Laboratorium mit Empfangseinrichtungen hinzu, und außerdem müssen in den Beobachtungskreis mit einbezogen werden sowohl die Außenverhältnisse in der Nachbarschaft der Stationen, wie die atmosphärischen, topographischen und geographischen Bedingungen des die Stationen trennenden Zwischenraumes. Diese sind zeitlich fast ununterbrochen variabel und abhängig von dem Schwanken der Wetter- und Lichtverhältnisse. So gestalten sich die Versuchsbedingungen sehr kompliziert, und die Versuche kosten viel Zeit, viel Personal und daher viel Geld. Unter diesen Umständen ist es nicht verwunderlich, daß die bedeutendsten technischen Fortschritte, welche die drahtlose Telegraphie in ihrem 14jährigen Entwickelungsgang gemacht hat, zum überwiegenden Teile aus den Laboratoriumsarbeiten der größten, dieses Spezialgebiet betreibenden Gesellschaften stammen.

Die beiden Unternehmungen, welche die Entwickelung fast ausschließlich beherrschen, sind die Marconi-Gesellschaft in England und die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Deutschland. Jene hat in den ersten zehn Entwickelungsjahren, diese in den letzten Jahren die Führung übernommen.

Prof. Slaby wurde durch die ersten Versuche Marconis im Jahre 1897, denen er als Gast beiwohnte, zu eigenen neuen Gedanken angeregt. Er schuf ein unabhängiges drahtloses System, dessen Ausnutzung die AEG übernahm und im Kabelwerk Oberschöneweide ausarbeitete. Fast gleichzeitig meldete der kürzlich mit dem Nobelpreise ausgezeichnete Prof. Braun in Straßburg mehrere grundlegende deutsche Patente an, deren Ausnutzung er der Firma Siemens & Halske übertrug. Im Jahre 1903 gründeten die beiden Großfirmen die Gesell-

schaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. zur gemeinschaftlichen Ausnutzung dieser Patente. Als Systemnamen wurde ‚Telefunken' gewählt. Das Arbeitsgebiet der neuen Gesellschaft war zunächst Lieferung und Installation drahtloser Stationen und zwar hauptsächlich für militärische Zwecke. Denn schon bei dem damaligen Stande der Technik war die Brauchbarkeit hierfür erwiesen. Die zentrale Befehlsübermittelung von einer Sendestation aus gleichzeitig auf beliebig viele Empfangsstationen war für die Marine, und die schnelle Aufstellbarkeit transportabler Feldstationen für die Armee von größter Bedeutung.

Marconis Erfindungen wurden durch eine englische Gesellschaft ausgebeutet, und zwar auf dem Lieferungs- und Installationsgebiet. Die englische Gesellschaft erweiterte aber schon im Jahre 1900 ihr Arbeitsfeld durch Errichtung drahtloser Betriebsstationen zum Zwecke der gewerblichen Nachrichtenbeförderung. Die günstige geographische und politische Lage Englands war hierfür von großem Vorteil. Die Marconi-Gesellschaft stellte den besten Schnelldampfern gegen eine Jahresmiete Stationen zur Verfügung und besetzte sie durch ihre eigenen Telegraphisten. Sie errichtete ferner an den günstigsten Küstenpunkten, hauptsächlich an der englischen Südküste und an der nordamerikanischen Ostküste, eigene Stationen, die ebenfalls von ihrem Personal bedient wurden. Mit dieser Organisation beförderte sie Privattelegramme der Reisenden, sowohl von Schiff zu Schiff als auch vom Schiff nach dem Land und umgekehrt. Die Organisation der englischen Gesellschaft für die Nachrichtenbeförderung war bereits recht umfangreich und gut durchgebildet und ein englisches Marconi-Weltmonopol für die drahtlose Nachrichtenübergebung halb fertig, als die deutsche Gesellschaft sich entschloß, auch auf dieses Gebiet ihre Tätigkeit auszudehnen Ein 1903 in Berlin abgehaltener internationaler Kongreß konnte die bestehenden Verhältnisse nicht mehr ändern.

Als Telefunken auf einigen Schiffen der Deutschen Handelsmarine Betriebsstationen eingebaut hatte, verweigerte die Marconi-Gesellschaft beim Anruf den deutschen Schiffen den gegenseitigen Verkehr. Hierdurch war die deutsche Handelsmarine gezwungen, ihre sämtlichen Schiffe mit Marconi-Stationen auszurüsten und die Telegraphisten dieser ausländischen Organisation als Bordpersonal zu führen. Mit Rücksicht auf das große Interesse, das die deutschen Staatsbehörden und Schiffahrtskreise an dem Aufhören dieses Zustandes hatten, entschlossen sich die AEG und Siemens & Halske, mit der Marconi-Gesellschaft ein finanziell opferreiches Abkommen zu schließen, wonach der drahtlose Betrieb an Bord der deutschen Handelsschiffe an eine neu ge-

gründete ‚Deutsche Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.‘, „Debeg“ genannt, überging. Diese hat das Verfügungsrecht über sämtliche deutschen Telefunken- und Marconi-Patente, und die von ihr heute betriebenen 160 Schiffsstationen genießen die gleichen Rechte wie die übrigen Marconi-Stationen. So gehört heute in das Arbeitsgebiet der deutschen Gesellschaft sowohl das Lieferungs- als auch das Betriebsgeschäft.

Die Zahl der gelieferten Stationen ist ein Maß für die Bedeutung der verschiedenen Firmen auf dem Weltmarkt. Das Bureau in Bern nennt in seiner offiziellen Liste im Jahre 1910 etwa 1300 drahtlose Stationen, die auf allen Erdteilen zerstreut sind. 85 bis 90 % hiervon werden als Marconi- und Telefunkensystem angeführt und zwar entfällt auf jedes der beiden Systeme etwa die Hälfte. Von den übrigen drahtlosen Unternehmungen, auf die das Prädikat ‚drahtlos‘ meist in doppeltem Sinne paßt, hat kein einziges mehr als eine eng begrenzte lokale Berühmtheit erlangt. Man kann sie mit verschwindenden Ausnahmen — als solche möchte ich die C. Lorenz Aktiengesellschaft nennen — einteilen in solche, die das Marconi- und solche, die das Telefunkensystem nachahmen.

Zwischen Marconi und Telefunken besteht ein 15jähriges Wettrennen. Marconi lag technisch und kommerziell 10 Jahre lang als erster im Felde. Telefunken rückte aber, wenngleich nicht ohne mancherlei Schwierigkeiten überwinden zu müssen, ununterbrochen gegen Marconi auf. Endlich, vor etwa 4 Jahren, war Marconi eingeholt und innerhalb der letzten Jahre ist das Deutsche System das erste der Welt. Unser neues System der tönenden Löschfunken, mit dem wir vor 3 Jahren herauskamen, zeigte sich bei allen Vergleichsversuchen siegreich und brachte uns eine außerordentliche Steigerung der Aufträge, ja sogar, wie es scheint, eine Steigerung des Weltbedarfes an drahtlosen Einrichtungen. Hatte die gesamte Telefunkenlieferung bis 1910 etwa in 500 Stationen verteilt auf 7 Jahre bestanden, so konnten allein im Jahre 1911 von Telefunken 390 Stationen in Arbeit genommen werden für folgende 30 Länder:

Deutschland	Bulgarien	Holland
Ost-Afrika	Chile	Japan
West-Afrika	China	Mexico
Australien	Columbien	Neu-Seeland
Argentinien	Cuba	Niederl. Indien
Belgisch-Congo	Dänemark	Norwegen
Brasilien	England	Österreich-Ungarn

Peru	Rußland	Spanien
Philippinen	Schweden	Türkei
Portugal	Sibirien	Vereinigte Staaten

Das neue Telefunkensystem ist der Niederschlag der kostspieligen jahrelangen Versuche, von denen eingangs gesprochen wurde. Jede drahtlose Unternehmung bemüht sich heute, ihre Einrichtungen möglichst diesem System ähnlich zu gestalten. Das tönende Löschfunkensystem, insbesondere die von Telefunken erfundene Serienfunkenstrecke, ist durch gute Patente geschützt, freilich nur im Auslande. In Deutschland gelang es nicht, bei den maßgebenden Persönlichkeiten die Überzeugung zu erwecken, daß es sich um einen fundamentalen technischen Fortschritt handelt."

Nachdem der Vortragende dann auf die altbekannten Induktionswirkungen, die drahtlosen Störungen in Telephonleitungen verursachten hingewiesen, fährt er fort:

„Hochfrequenzströme von 100000 bis 1000000 Perioden pro Sekunde können zwei verschiedene Energieformen haben. Erster Fall: Alle Stromwellen haben gleiche maximale Höhe oder Amplitude und ein solcher Wellenzug ist ohne Unterbrechung oder Pause. Diese Schwingungen nennt man ungedämpft und kontinuierlich. Man erzeugt sie nach Poulsen durch einen Lichtbogen in einer Wasserstoff-Atmosphäre oder direkt durch eine speziell hierfür gebaute Wechselstromdynamo eine sogenannte Hochfrequenzmaschine. Die Lichtbogenmethode hat die auf sie gesetzten enthusiastischen Hoffnungen nicht erfüllt, ihre Anwendungen in der Praxis sind sehr gering geblieben.

Die Hochfrequenzmaschine hat nach der heutigen Ansicht einiger Fachleute eine Bedeutung für die Zukunft. Ich werde nachher auf sie eingehen.

Zweiter Fall: Gedämpfte Schwingungen, wie sie durch Funkenentladungen erzeugt werden. Die Stromkurve ist ebenfalls periodisch, aber die Stärke oder Amplitude der einzelnen Stromwellen nehmen ab bis auf Null. Es entsteht eine Pause, dann wiederholt sich der Vorgang. Die beiden charakteristischen Merkmale sind das Abklingen, die ‚Dämpfung' und die Durchbrechung der Kurven durch Pausen.

Die kontinuierlichen Schwingungen haben nur eine einzige Periodizität: ihre Schwingungszahl pro Sekunde; die diskontinuierlichen Schwingungen dagegen zwei, nämlich außer der Schwingungszahl noch eine Periodizität der Gruppen. Da jede Gruppe aus der Energie einer Funkenentladung hervorgegangen ist, so ist die Periode der Gruppe gleich der Anzahl der Funken pro Sekunde, gleich der Funkenfolge.

Ein Sender mit diskontinuierlichen Schwingungen kann also eine Individualität mehr besitzen und ist dann durch zwei Periodizitäten gekennzeichnet, ein Sender mit kontinuierlichem Wellenzug aber nur durch eine.

Wenden wir uns jetzt etwas genauer den Erzeugungsmethoden zu und zwar zunächst der für kontinuierliche Wellenzüge, wobei wir aber die Bogenlampe außer Acht lassen und direkt auf die Hochfrequenzmaschinen eingehen.

Anfänglich wurden in der drahtlosen Technik nur Hochfrequenzströme von 300000 bis 1000000 Perioden angewendet. Solche Frequenzen kann man weder heute, noch in absehbarer Zeit durch eine Hochfrequenzdynamo erzeugen. Wechselströme hingegen von niedriger Periode haben seit den letzten Jahren einen gewissen Wert erhalten, besonders für die Telegraphie auf sehr große Entfernungen. Solche niedrige Frequenzen von etwa 50000 Perioden kann man direkt nach dem Dynamoprinzip aus mechanischer Energie mittels gewisser Spezialdynamos herstellen.

Eine solche unterscheidet sich von einer gewöhnlichen Wechselstromdynamo zunächst dadurch, daß bei der Rotation nicht 100 Magnetpole pro Sekunde an den Ankerdrähten vorbeibewegt werden, sondern 100000. Die Konstruktion führt daher zu sehr hohen Umfangsgeschwindigkeiten und sehr schmalen Magnetpolen.

Das Eisen der Maschine ist bei Wechselströmen so hoher Frequenz eine große Verlustquelle. Es wird unschädlicher gemacht durch feinste Unterteilung. Die Maschinen bestehen aus Eisenblechen von 0,03 mm Dicke und jedes Blech ist vom anderen durch Papierzwischenlagen isoliert. So enthält die Dynamo 50 % Papier. Dieses mechanisch komplizierte Gefüge erhält eine Umfangsgeschwindigkeit von 200 bis 250 m pro Sekunde.

Die mechanischen Schwierigkeiten steigern natürlich die Kosten der Fabrikation wesentlich und bringen eine gewisse Betriebsunsicherheit mit sich, aber das mag noch angehen. Schlimmer ist, daß allen bisherigen Hochfrequenzmaschinen gewisse prinzipielle Fehler anhaften, für deren Beseitigung heute noch die Mittel fehlen. Es seien die folgenden angeführt:

Die Periode ist von der Umdrehungszahl der Maschine abhängig. Gefordert wird eine Genauigkeit der Periode von mindestens $^1/_4$ % auch während der schwankenden Belastung beim Telegraphieren. Gibt es einen so regulierten oder so regulierenden Antriebsmotor?

Auch die Isolation der Maschine ist äußerst schwierig. Sollen

beispielsweise 50 KW. ausgestrahlt werden, so pulsiert in der Maschine eine leer schwingende Energie von etwa 500 KW. mit entsprechend hoher Spannung und Stromstärke, und die Eisen- und Kupferverluste in der Maschine müssen für diese leerschwingende Energie gedeckt werden.

Schließlich können mit einer aus Metall hergestellten Maschine Hochfrequenzströme von mehr als etwa 150000 Perioden überhaupt nicht geliefert werden. Bei diesen höheren Periodenzahlen tritt nämlich infolge der Kapazität der Wickelung gegen das Gestell ein Hochfrequenzkurzschluß ein, und es wird keine nennenswerte Energie mehr nach außen abgegeben.

Von Prof. Goldschmidt rührt eine Vervollkommnung einer solchen Maschine her, die in Deutschland ein gewisses Aufsehen erregt hat. Bei seiner Anordnung wird in der Maschine eine niedrige Periodenzahl erzeugt und diese in der Maschine durch besondere elektrische Mittel gesteigert.

Eine nach diesem Patent hergestellte Maschine hat eine Polteilung und Umfangsgeschwindigkeit, die einer niedrigeren Periode entspricht.

Die drei genannten prinzipiellen Schwierigkeiten bleiben aber leider trotzdem auch bei der Goldschmidt-Maschine bestehen.

Die Hoffnungen auf die Hochfrequenzmaschine werden meist damit begründet, daß kontinuierliche Schwingungen in mancher Beziehung theoretisch vorteilhafter als diskontinuierliche erscheinen und ferner damit, daß vielleicht mit der Dynamo größere Energiebeträge erzeugt werden können als bisher durch Funkenentladungen. Die erste Annahme ist noch keineswegs bewiesen, wir Praktiker sind vielmehr der Meinung, daß die modernen Funkensender mit ihrer doppelten Hochfrequenz- und Gruppenfrequenzcharakteristik den einfachen kontinuierlichen Sendern überlegen sind, namentlich dort, wo es auf große Störungsfreiheit der Empfänger ankommt, d. i. bei Anlagen in den Tropen und besonders bei Großstationen. Für die zweite Annahme aber, daß durch Funkensender sehr große Energien nicht hergestellt werden könnten, fehlen bisher die Unterlagen. Es ist eine Aufgabe der drahtlosen Telegraphie noch nie bisher daran gescheitert, daß für den Sender nicht genügende Energiemengen in Hochfrequenzform erzeugbar waren, sondern nur daran, daß man sie nicht ausstrahlen konnte. Die Antennenschwierigkeiten begrenzen die Leistungen. Sind erst einmal Antennen gefunden, mit denen man 500 oder 1000 KW. ausstrahlen kann, dann erst versagt vielleicht wirklich die Funkenmethode und dann könnte die Maschine größere Bedeutung erhalten.

Mit Rücksicht auf diese Entwickelungsmöglichkeit hat die AEG. in der Maschinenfabrik Brunnenstraße im Auftrage von Telefunken jetzt schon mehrere Hochfrequenzmaschinen verschiedener Type in Arbeit genommen, und zwei solche nähern sich der Fertigstellung.

Jetzt einiges über die Hochfrequenzerzeugung durch Funkenentladungen. Man erzeugt mit Funkenentladungen Hochfrequenzenergiemengen bis zu 100 KW. und Frequenzen hinauf bis zu Millionen pro Sekunde und herunter bis zu wenigen Tausend. Das Energiequantum jedes einzelnen Funkens wird in einen abklingenden Wechselstromzug umgesetzt, der die Fernwirkungen erzeugt. Bei unseren Stationen ist die Funkenfolge meist 1000 pro Sekunde. Nehmen wir an, daß die erzeugte Wechselstromperiode 100000 sei und daß jeder Wellenzug nach 100 Schwingungen aufhöre, so sind die Pausen zwischen den Wellenzügen gerade verschwunden, und der neue Funke setzt immer in dem Moment ein, wo der vorhergehende Wellenzug gerade aufgehört hat. Die Funkenmethode hat manche Vorzüge vor der Maschine, von denen nur die absolute Konstanz der Periodenzahl erwähnt sei, die hier von festen elektrischen Größen abhängig ist, ferner die doppelte Charakteristik der Sender nach Hoch- und Tonfrequenz und schließlich die variable Akkumulierung der sekundlichen Energie zur Erzielung größerer Momenteffekte am Empfänger oder größerer Selektion.

Die vollkommenste Form der Funkenmethode ist heute das System der ‚tönenden Löschfunken', das drei besondere elektrische Kennzeichen hat. Die Pausen zwischen den Wellenzügen sind verschwindend klein, und die Wellenzüge folgen mit absoluter Regelmäßigkeit. Es wird daher im Empfangstelephon ein Ton erzeugt. Drittens löscht der Funken schnell, und dies ist von besonderer Wichtigkeit.

Prof. Braun hat vor vielen Jahren in einem Vortrage ausgeführt: ‚Ein Funke ist wie der Gott Saturn, er verzehrt seine eigenen Kinder, die Schwingungen'. Dies galt für die alte Funkenmethode, denn dort bestand der Funke ebensolange wie der Wellenzug, den er erzeugte. Erlosch der Funke, so erlosch der Wellenzug. Der Funke ist ein energieverzehrender Widerstand. Von jeder Einzelschwingung des Wellenzuges wurde ein relativ hoher Energiebetrag durch ihn vernichtet.

Bei den Löschfunken besteht der Funken nur während der allerersten Schwingungen, dann erlöscht er und ein langer Wellenzug schwingt nach seinem Absterben weiter. Der Energieverlust ist auf einen winzigen Bruchteil der Zeit beschränkt, oder praktisch gesprochen: er ist überwunden. Das Löschprinzip, von Prof. Max Wien an-

gegeben, ist nach langer Laboratoriumsarbeit von Telefunken bis zur absoluten Betriebssicherheit durchgebildet, selbst bis zu Anordnungen für 100 KW. Schwingungsenergie.

Ich gehe jetzt über zu den Antennen. Beim Sender wird der Antenne die verfügbare Hochfrequenzenergie zugeführt und ein Teil dieser als Fernwirkung ausgestrahlt. Dieser Teil ist die Nutzleistung der Antenne.

Die Vorgänge in der Antenne und die Fernwirkungen blieben bis in die letzten Jahre ein ziemlich dunkles Kapitel. Erst in neuester Zeit ist etwas mehr Licht hineingekommen. Wo pflanzen sich die Wirkungen fort? Nur durch Luft, oder nur durch die Erde oder durch beide Medien gleichzeitig?

Jede fortschreitende Erkenntnis hat zur Folge, daß eine Reihe von Einzelerscheinungen, die anfangs zusammenhanglos erschienen, plötzlich in einer gemeinschaftlichen Erklärung zusammenfließen.

So kommt es, daß bei der Erklärung der Antennenwirkungen auf Versuche zurückzugreifen ist, die lange vor dem Geburtstage der modernen drahtlosen Telegraphie liegen und bisher scheinbar nichts mit ihr zu tun hatten.

Es ist für mich persönlich eine besonders große Freude, daß ich auf diesen Zusammenhang hier zum ersten Male hinweisen kann, nämlich auf die Versuchsergebnisse, die der leider so früh verstorbene Erich Rathenau im Jahre 1894 in der Elektrotechnischen Zeitschrift veröffentlicht hat.

Die Fig. 1 zeigt die Rathenausche Versuchsanordnung am Wannsee.

Es waren zwei Erdplatten in 500 m Abstand in das Ufer des Wannsees eingegraben, in diese wurde aus einer Akkumulatorenbatterie ein unterbrochener Gleichstrom von 3 Ampere geleitet, und dieser wurde mit einem Taster im Tempo der Morsezeichen geöffnet und geschlossen. Der Empfänger bestand ebenfalls aus zwei Platten, die in das Wasser des Sees tauchten und zwischen die ein Telephonhörer geschaltet war. Bis auf $4^1/_2$ km Entfernung konnten die Zeichen im Empfänger gehört werden.

Rathenau benutzte einen Gleichstrom, der nur 100mal pro Sekunde pulsierte. Das erklärt die relativ geringe Entfernung. Aber der Versuch ist doch sehr wertvoll, einmal weil er in der beschriebenen Apparatkombination der früheste ist, der bekannt geworden ist, und weil hier mehrere sehr wichtige Perspektiven für die Weiterentwickelung der Methode gegeben sind, die in den letzten Jahren von Tele-

funken verwirklicht wurden. Rathenaus Veröffentlichung gipfelte in folgenden Vorschlägen: Ein Ton von guter Hörbarkeit am Sender, ein mechanisch oder akustisch hierauf abgestimmter Empfänger und schließlich in Verbindung hiermit ein Mikrophon als Anruf- oder Schreibapparat.

Fig. 1.

Die Versuche wurden von Strecker im Jahre 1896 mit verstärkten Mitteln wieder aufgenommen, und es wurde hierbei eine Entfernung von 28 km erreicht. Prof. Braun verbesserte im Jahre 1898 diese Anordnungen wesentlich, indem er für den Sender statt eines Stromes niedriger Frequenz einen solchen hoher Frequenz anwandte, den er durch Funkenentladungen erzeugte. In den nächsten Jahren ruhten die Erdversuche fast vollkommen, und erst in den letzten zwei Jahren hat Dr. Kiebitz, Ingenieur des Telegraphen-Versuchsamtes, neue Versuche mit verbesserten Erdanordnungen gemacht und die teilweise recht günstigen Ergebnisse veröffentlicht. Unter anderem teilt er mit, daß er mit einer von fünf Arbeitern an

einem Vormittage ausgelegten Antenne die Signale einer 6000 km entfernten in Canada gelegenen Station gehört hat.

Hierdurch angeregt, hat auch Telefunken systematische Versuche angestellt, und auf gewisse Verbesserungen mehrere Patente angemeldet. Besonders für Empfangsstationen, vielleicht auch für sehr große Senderanlagen, scheinen diese Anordnungen recht aussichtsvoll.

Gehen wir etwas auf die Wirkungsweise dieser und der sonst in der drahtlosen Telegraphie üblichen Antennen ein. Wir werden sehen, daß bei Speisung mit Hochfrequenzströmen die Unterschiede nicht so groß sind, wie man im ersten Moment meint. Zu diesem Zwecke denken wir uns die Erdanschlüsse der Antenne fort, so daß ein ausgestreckter isolierter Horizontaldraht übrig bleibt, wie dies Fig. 2 darstellt. Auch jetzt ändert sich an der Arbeitsweise prinzipiell nichts. Wir können uns den Draht aufgelöst denken in mehrere einzelne Drähte verschiedener Länge, die in je einem Erdanschluß endigen. Dieser braucht nun keineswegs in einer wirklich ausgeführten leitenden Erdverbindung zu bestehen. Jeder laufende Meter des Drahtes hat nämlich gegen Erde eine bestimmte, Kapazität genannte, Beziehung, die, wenn Wechselströme hoher Frequenz im Drahte fließen, elektrisch ebenso wirkt wie eine Erdverbindung. Die Fernwirkung einer solchen Erdantenne dürfen wir uns allerdings nicht, wie bei dem Rathenau- und Strecker-Versuch, hervorgerufen vorstellen. Eine hydraulische Analogie gibt eine richtigere Anschauung. Die Erdantenne sei ersetzt durch ein mit Wasser gefülltes Rohr, das mit beiden Enden in eine Wasserfläche eintaucht (Fig. 3). Wird der Kolben *k* in der Mitte rhythmisch hin- und herbewegt und damit die im Rohr befindliche Wassermenge hin- und hergeschoben, so werden an den Endpunkten des Rohres auf der ruhenden Wasserfläche Wasserwellen erzeugt werden, wie dies auf der Figur gezeichnet ist. Verfolgt man diese Wirkungen, welche stets mit entgegengesetzter Bewegungsphase an den Rohrenden beginnen, genauer nach allen Seiten, so findet man, daß sie sich in der Richtung des Rohres addieren, in der Richtung senkrecht dazu aufheben. Die Ähnlichkeit des elektrischen Vorganges und des hydraulischen ist in Wirklichkeit sehr groß. Die Erdantennen liefern die Fernwirkungen fast nur in ihrer Längsrichtung.

Ähnlich ist die elektrische Wirkung, wenn Hochfrequenzströme in einem Horizontaldraht hin- und herpulsieren. Es entstehen dann auf der Erdoberfläche elektrische Bewegungen gleichfalls in Wellenform, und deren Wirkungen addieren sich ebenfalls nur in der Richtung des Drahtes. Denkt man sich den Horizontaldraht in vertikale Lage ge-

bracht, so sieht man den Normaltyp der bisherigen Antennen vor sich. Da die Länge des Drahtes jetzt als Höhe auftritt und diese nur durch einen den Draht tragenden Mast oder Turm erzielt werden kann, ist es in Rücksicht auf die Kosten unmöglich, sehr große Drahtlängen, z. B. 1000 m anzuwenden. Man kann die Höhe teilweise dadurch ersetzen, daß man an der oberen Spitze des Drahtes ein ausgebreitetes horizontales Drahtnetz anbringt. Ein hydraulischer Vorgang, wie in

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4 dargestellt, hat wieder eine große Ähnlichkeit mit dem elektrischen. Der Draht sei ein wassergefülltes Rohr, das in eine große Wasserfläche eintaucht — elektrisch in die Erde — am oberen Ende dagegen in einem besonderen kleinen Behälter, elektrisch mit einer oberen Platte verbunden, mündet. Bei Bewegung des Kolbens entstehen auf der Erdoberfläche wiederum ringförmige Wellenzüge, diesmal aber nur von einem Fußpunkte ausgehend. Sie ergeben daher eine gleichmäßige Wirkung nach allen Richtungen. Horizontalantennen sind für gerichtete, vertikale Antennen für ungerichtete Telegraphie.

Fig. 5 zeigt einige übliche Formen der vertikalen Antennen. Auf Schiffen wird die obere Drahtfläche meist von zwei Masten getragen, und die Erdzuführung liegt in der Mitte oder an einem Ende: T- oder Γ-Antenne. Bei Landstationen bevorzugt man einen einzigen Mast oder Turm in der Mitte, von dessen Spitze die Drähte nach allen Richtungen radial abwärts verspannt sind. Diese Form nennt man Schirmantennen.

Je größer die Entfernung ist, die überbrückt werden soll, um

so größere Energie muß aufgewendet, in die Antenne geschickt und von ihr ausgestrahlt werden. Je größer die Energie ist, um so größer muß auch die Antenne werden und zwar sowohl die Ausdehnung der

Fig. 4.

oberen Drahtfläche, wie auch deren Höhe. Die Kosten der Türme steigen fast mit dem Kubus ihrer Höhe. Hier liegt also die praktische Begrenzung der Reichweiten drahtloser Sendestationen. Man kann wohl 100 KW., vielleicht auch noch mehr KW. in Form hochfrequenter

Fig. 5.

Wechselströme herstellen, man kann aber nicht ohne phantastischen Kostenaufwand eine genügend strahlende Antenne bauen. Hält die Erdantenne das, was viele Fachleute sich hiervon versprechen, dann beginnt vielleicht eine neue Epoche des drahtlosen Großstationsbaues

für die größten Entfernungen, die unser Erdball überhaupt aufweist, und dann erhält vielleicht die Hochfrequenzmaschine den Vorzug vor den Funken. Aber bis jetzt ist es noch unwahrscheinlich, daß die Erdantennen dieselbe Ökonomie der Strahlung ergeben, wie die alten Antennen und darum möchte ich vor zu großem Optimismus warnen.

Für den Empfang wird die gleiche Antenne benutzt wie für den Sender. Die vom Sender kommenden Fernwirkungen durcheilen den Raum entweder gleichmäßig nach allen Seiten oder gerichtet je nach der Antennenform. Nach jedem zurückgelegten Kilometer wird die Energie kleiner, teils weil sie sich auf immer größere Flächen ausbreitet, teils weil ein Teil absorbiert wird. Jedes Haus, jeder Baum, jeder Turm, jeder Berg verzehrt Energie. Die Wellen erzeugen in allen diesen Gebilden elektrische Wechselströme, wenn auch von sehr geringer Stärke. Überall wird Schwingungsenergie in nutzlose Wärme umgesetzt. Etwas Energie kommt schließlich zu einer Empfangsantenne. Diese ist genau so elektrisch bemessen, wie die Sendeantenne. Man nennt diese elektrische Gleichheit: Abstimmung. In einer abgestimmten Antenne schwillt der durch die ankommenden Fernwirkungen erzeugte Strom zu relativ größerer Stärke an als in einer nicht abgestimmten, und es ist daher möglich, die Fernwirkung durch elektrische Abstimmung zu vermehren.

Durch Abstimmung des Empfängers erreicht man hiernach einerseits größere Entfernungen und andererseits die Möglichkeit, die Signale des einen oder anderen Senders aufzunehmen oder nicht zu hören, je nach der Einstellung.

Die elektrische Abstimmung wird nicht nur bei den Antennen angewendet, sondern an sehr vielen anderen einzelnen Apparaten, die sämtlich zu einer modernen drahtlosen Station gehören. Auf Abstimmung beruhen viele Meßapparate, z. B. der zur Messung der Periodenzahl der Hochfrequenzströme dienende Wellenmesser.

Wie macht man nun die schwachen Ströme der Empfangsantenne wahrnehmbar? Das Telephon kann hiermit nicht betätigt werden, denn seine Schallplatte ist viel zu träge, um den 100000 oder mehr Perioden des Empfangsstromes zu folgen. Auch der Hörapparat im menschlichen Ohr ist zu träge und würde diese Telephontöne nicht empfinden. Es ist daher noch eine Umformung der Energie nötig. Der Hochfrequenz-Wechselstrom wird in Gleichstrom verwandelt. Dies geschieht durch den ‚Detektor'. Berührt eine feine Metallspitze ein besonderes Mineral, z. B. Bleiglanz oder Kupferpyrit, so zeigt die so gebildete Kontaktstelle ein eigenartiges Verhalten. Sie bildet ein

elektrisches Ventil. Leitet man einen Wechselstrom hindurch, so läßt der Detektor immer nur die eine Stromrichtung hindurch und sperrt die andere. Auf diese Weise werden aus den gedämpften Hochfrequenz-Wellenzügen, die von Pausen unterbrochen sind, einzelne Gleichstromstöße erzeugt, und diese endlich bewegen die Membran des Hörers. Für jeden fernen Funken erfolgt so eine Membranbewegung. Bei 1000 Funken pro Sekunde hört man einen Ton mit der Schwingungszahl 1000 am Empfänger.

Natürlich bedeutet die Stromumwandlung durch den Detektor wiederum einen Energieverlust und von den 100 Ampere in der Antenne des Senders kann man schließlich etwa $^1/_{10\,000\,000}$ Ampere im Empfängertelephon wiederfinden. Die drahtlose Telegraphie ist eine elektrische Energieübertragung, die Nutzleistung ist die Membranbewegung des Telephons, aber, wie man sieht, eine solche mit recht bescheidenem Nutzeffekt! Überall am Sender und Empfänger bewegt sich unsere Technik an den Grenzen der Möglichkeit. In die Sendeantenne muß soviel Energie wie irgend möglich hineingebracht werden. Es entstehen sehr hohe Spannungen und man braucht daher Isolatoren für 100000 Volt. Aber die Isolatoren müssen sehr leicht sein. Es werden daher Formen gewählt, die in der übrigen Elektrotechnik knapp für ein Zehntel der Spannung als ausreichend angesehen werden. An der Empfangsstelle sind die Energien sehr gering. Die Telephone werden daher auf eine Empfindlichkeit gebracht, wie sie sonst unbekannt ist. Daher kommt es, daß wir fast nirgends an unseren Apparaten eine Normalie der Elektrotechnik benutzen können.

An der Vergrößerung des Anwendungsgebietes erkennt man am deutlichsten die technischen Fortschritte der letzten Jahre. Die Reichweiten der Stationen sind bei gleicher Maschinenleistung gestiegen, denn man kann jetzt 50—75 % der Maschinenenergie in Antennenenergie umsetzen. Bei gleicher Entfernung kommt man daher mit kleineren Primäranlagen aus. Durch den Fortfall der Pausen zwischen den Wellenzügen kann ein und derselben Antenne mehr Energie zugeführt werden, und wegen der kurzen Zeitdauer der Löschfunken kann man ohne Zerstörung der Funkenelektroden sehr große Energiebeträge in Schwingungen umwandeln. Auch die Freiheit gegen Störungen durch andere Stationen und die atmosphärischen Entladungen sind ganz außerordentlich gestiegen. Der hohe singende oder pfeifende Ton der Sender dringt durch das Brodeln der Tropengewitter durch, selbst dann noch, wenn die störenden Geräusche 10, ja 100 mal stärker sind als er. Die Apparate für die normalen Anwendungen sind ver-

einfacht. Regulierungen sind fast vollkommen in Fortfall gekommen, so daß an das Bedienungspersonal nur noch eine Forderung gestellt wird: Die Kunst zu telegraphieren, und zwar sowohl zu senden, wie nach dem Gehör die Telegramme aufzunehmen. Das Telegraphieren ist allerdings nicht ganz einfach. Die Telegraphisten der Handelsmarine müssen ein staatliches Examen ablegen, worin sie die Fertigkeit nachzuweisen haben, im Tempo von 20 Worten = 100 Buchstaben pro Minute zu senden und aufzunehmen. Das Senden kann man ihnen noch erleichtern, indem man die Telegramme erst auf einen Streifen langsam locht und dann diesen mit einem Motor schnell durchzieht (Wheatstone-Geber). Die Aufnahme durch einen Schreibapparat ist zwar auch gelöst, aber der Apparat ist zu kompliziert und erfordert gute Bedienung.

Das direkte Abhören der Telegramme wird daher auch heute wegen der großen Einfachheit der Apparatur bevorzugt, und man nimmt es in den Kauf, daß in einer wichtigen Station ein Telegraphist ununterbrochen mit umgeschnalltem Telephon horcht, ob sein Stationsname gerufen wird. Bei kleineren Stationen werden bestimmte Betriebszeiten verabredet. Ein Klingelanruf wäre ein wesentlicher Fortschritt, aber die Energien sind so winzig, daß sie nur für die empfindlichsten Relais genügen, und diese sind dann wieder eine Quelle der Unsicherheit.

Zahlreiche Meß- und Kontrollapparate sind in den letzten Jahren entstanden. Fast alle Schwingungsvorgänge werden am Sender durch Spezialinstrumente gemessen. Selbst einen Rechenschieber für die Hochfrequenztechnik hat Telefunken hergestellt. Die Anzahl der Modelle, die Telefunken für die Sende- und Empfangsapparatur baut, ist außerordentlich groß. So unangenehm dies auch kaufmännisch und fabrikatorisch ist, verdanken wir doch diesem Umstande einen Teil des technischen Erfolges. Die Apparate sind nämlich den speziellen Zwecken besonders gut angepaßt. Die Sendermodelle sind nach den geforderten Reichweiten und den hierzu erforderlichen Energien abgestuft. Die kleinsten sind für etwa 50 km Entfernung bestimmt und arbeiten mit 100 Watt in der Antenne. Die größten Sender sollen 4000 km überbrücken und zwar mit 35 KW. im Luftdraht. Die ebenfalls recht zahlreichen Empfängermodelle unterscheiden sich in der Ausführung nach dem Grade der geforderten Störungsfreiheit und nach den Antennengrößen.

Grundsätzlich verschieden sind die Konstruktionen aller Apparate, je nachdem sie für militärische Zwecke oder für gewerbliche Nach-

richtenbeförderung gebaut werden. Für Kriegszwecke kommt es darauf an, bei absichtlichen Störungen des Feindes die eigenen Telegramme durchzubekommen. Es wird eine große Selektion und eine große Wellen- und Tonskala gefordert, und alle Veränderungen der elektrischen Einstellung müssen möglichst rasch vor sich gehen. Komplikationen und hoher Preis der Apparate sind eine selbstverständliche Folge.

Über die Einführung möchte ich noch folgendes sagen:

Die Marinen der meisten Kulturstaaten haben fast sämtliche Schiffe mit Apparaten ausgerüstet. Die Armeen installieren sie heute in den wichtigen Festungen oder benutzen sie in Form fahrbarer oder auf Pferden tragbarer beweglicher Stationen. Transportable, schnell aufstellbare Masten für diese Stationen gehören ebenfalls zu den Konstruktionsaufgaben der drahtlosen Technik. Für Automobile, Motor- und Freiballons, selbst für Flugmaschinen werden besondere Apparate gebaut.

Die Apparate der Handelsflotte fallen wesentlich einfacher und kleiner aus, weil meistens geringere Entfernungen verlangt werden. Wir bauen hierfür 3 Typen, eine große für große Passagier- und Frachtdampfer, eine mittlere für kleinere Passagierdampfer und eine kleinste für Fischereifahrzeuge, Feuerschiffe, Motorboote usw. Viele kleine Fahrzeuge erhalten nur den Empfangsapparat, aber keinen Sender für den auf den Empfang folgenden Anwendungszweck. Die große der Reichspost gehörige Küstenstation Norddeich sendet jeden Tag mittags 1 Uhr ein Zeitsignal zur Regulierung der Schiffschronometer und im Anschluß daran Wetterberichte und ev. Sturmwarnungen. Ein kleiner einfacher Empfangsapparat kann also dem Fahrzeuge viel Nutzen bringen. Fig. 6 zeigt einen solchen Apparat, daneben eine gewöhnliche Weckeruhr, so daß man die Kleinheit des Apparates erkennen kann. Und doch kann man mit ihm auf ebenso große Entfernungen die Signale aufnehmen, wie mit den normalen großen Empfangsapparaten. Nur zu Zeiten fremder Störungen zeigen diese eine Überlegenheit.

Die deutschen Staatsbehörden haben in den letzten Jahren ein großes und immer wachsendes Interesse für die drahtlose Technik gezeigt, besonders das Reichspostamt, das Reichsmarineamt und die Generalinspektion der Verkehrstruppen. Die Einrichtungen, die diese Behörden von Telefunken beziehen, sind die technisch vollkommensten, die von uns gebaut werden. Besonders schwierige und mannigfaltige

Aufgaben stellt die Marine. Hieraus fließen andererseits viele neue Anregungen und technische Fortschritte.

Die größte normale Stationstype, die von Telefunken bisher gebaut wurde, ist die von Nauen[1]) vor der jetzigen Vergrößerung. Hiermit können 35 KW. Schwingungsenergie erzeugt werden.

Wenn man hört, daß mit kleinen Stationen, die mit 1,5 KW. in die Antenne liefern (vgl. Fig. 7 die verbreitetste Schiffstype von Telefunken), Entfernungen von vielen Tausend Kilometern überbrückt

Fig. 6.

werden, so müßte man glauben, mit 35 KW. Antennenenergie auf phantastische Zahlen kommen zu können. Das ist nicht der Fall. Diese großen Reichweiten der kleinen Schiffsstation werden bei Nacht erzielt, bei Tage dagegen nur 600 bis 700 km. Marconi war der erste, der die Ursache dieser Ungleichheit erkannte. Das Licht ist der Feind der elektrischen Wellen, und ein um so größerer Feind und Energiezerstörer, je höher die Frequenz der Wechselströme ist. Es ist nun zwar leicht, Hochfrequenzströme niedrigerer Perioden zu erzeugen, aber sehr schwer, sie ökonomisch auszustrahlen. Die Antennen schreiben die Periodenzahl durch ihre Höhe vor. Je höher eine Antenne, um so weiter kann man mit der Periode herabgehen. Bei 40 m Mast auf einem Schiff dürften etwa 600000 und bei 100 m hoher Land-

1) Vgl. Jahrb. Heft 5, S. 528, 1912.

Fig. 7.

1. Sicherung für Gleichstrom, 40 Amp.
2. Schalter für Gleichstrom.
3. Voltmeter-Umschalter.
4. Voltmeter, 250 Volt.
5. Anlasser.
6. Tourenregulator.
7. Gleichstrommotor, 4 PS., 110 Volt, 1500 Touren.
8.—10. Hochfrequenzsicherungen.
11. Hochfrequenzgenerator, 2 KW, 220 V., 500 Per.
12. Schiebewiderstände für Erregung und Hochfrequenzgenerator.
13. Sicherungen f. Wechselstrom, 30 Amp.
14. Schalter für Wechselstrom.
15. Amperemeter f. Wechselstrom, 50 Amp.
16. Taster.
17. Primärdrossel.
18. Transformator, 220/8000 Volt.
19. Löschfunkenstrecke, 8-teilig.
20. Erregerkapazität, ca. 24 000 cm.
21. Erregerselbstinduktion.
22. Antennenamperemeter, 20 Amp.
23. Antennenvariometer.
24. Antennenverkürzungskapazität.
25. Empfangsapparat.
26. Primäre Transformatorspule des Empfängers.
27. Telephon.

antenne etwa 100000 Perioden des Hochfrequenzstromes die untere Grenze sein. Wendet man geringere Frequenz an, so erhält man zwar auch dieselbe Antennenenergie, aber es werden nur wenig Prozent, ja nur Bruchteile von Prozenten als Fernwirkungen ausgestrahlt und ebenso von der Empfangsantenne aufgenommen. Wir stehen also hier vor einer erheblichen Schwierigkeit. Will man eine Dauerverbindung auf große Entfernung, eine Verbindung, die auch bei stärkstem Sonnenlicht, z. B. mittags in den Tropen, arbeitet, so braucht man eine niedrige Frequenz. Dazu sind sehr hohe Antennen notwendig. Auf Schiffen sind solche nicht aufzubringen. Man kann also Tagestelegraphie auf großen Entfernungen nur zwischen Landstationen herstellen.

Marconi war der erste, der eine Dauerverbindung auf 3100 km zwischen England und Canada schuf, und heute noch ist dies die einzige derartige Anlage. Seine beiden Stationen sind gleich groß und beide mit enormen Antennen versehen. Die benutzte Frequenz beträgt 50000 Perioden. Die Verbindung arbeitet seit Jahr und Tag in beiden Richtungen tadellos. Es werden täglich viele tausend Worte übermittelt.

Telefunken besitzt nur eine Versuchsstation: Nauen. Die Antennenenergie ist die gleiche wie bei den Marconi-Stationen, aber es fehlt die zugehörige große Gegenstation. Versuche wurden nur nach einem Schiff und daher mit mittlerer Frequenz gemacht und so bis auf 5000 km noch Telegramme übermittelt.

Nunmehr aber wird Nauen umgebaut[1]) für ganz lange Wellen und für eine viermal größere Antennenenergie als die Marconi-Stationen.“ E.

1) Jahrb. Heft 5, S. 528, 1912.

(Eingesandt 20. April 1912.)

Wir entnehmen der Frankfurter Zeitung folgende Mitteilung:

„**Sonnenfinsternis und drahtlose Telegraphie**[1]). Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. (Telefunken) hat mit Unterstützung der Reichspoststation Norddeich während der ganzen in Betracht kommenden Zeit der Sonnenfinsternis (17. April) in ihrer Station Tempelhofer Ufer Empfangsversuche gemacht. Es haben sich sehr interessante Schwankungen in der Empfangsstärke auf eine Entfernung von 450 Kilometern gezeigt. Mit zunehmender Ver-

1) Vgl. auch W. H. Eccles, Electrician **69**, 109, 1912 (u. Nature **89**, 191, 1912), Effect of the eclipse on wireless telegraphic signals. Ferner Electrician S. 190 J. A. Fleming.

finsterung nahmen die Zeichen andauernd an Stärke zu und erreichten ihr Maximum genau im Zeitmoment der größten Sonnenbedeckung. Ganz ähnliche Regelmäßigkeit zeigte die Zeit während der Wiederaufhellung der Sonne. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß während der ganzen Verfinsterung irgendwelche atmosphärische oder elektrische Erscheinungen an den Empfangsapparaten nicht beobachtet werden konnten. Erst nach Aufhören der Sonnenfinsternis zeigten sich als Folgeerscheinung schwache atmosphärische Entladungen. Das hierbei beobachtete Bild ist also genau dasselbe, wie es beim Übergang von Tag auf Nacht und umgekehrt beobachtet wird, denn bekanntlich sind während der Nacht die drahtlosen Nachrichten auf erheblich weitere Entfernungen zu hören als am Tage. Die ganze Beobachtung läßt mit Deutlichkeit den Schluß zu, daß die Intensität der Sonnenbelichtung bzw. der Helligkeitsgrad auf die Ausbreitung der Wellen von viel größerem Einfluß ist als Temperatur oder Feuchtigkeitsgrad der Atmosphäre."

Im Anschluß hieran verfehlen wir nicht auf Messungen der atmosphärischen Leitfähigkeit, die Herr Dr. C. Dorno in Davos während dieser Sonnenfinsternis vorgenommen hat, hinzuweisen. Herr Dorno hat kürzlich eine sehr fleißige und hochinteressante „Studie über Licht und Luft des Hochgebirges" veröffentlicht[1]), die die größte Beachtung verdient. Die in der Figurentafel 10 Seite 145 dieses Werkes angegebenen Kurven geben ein deutliches Bild des täglichen Ganges der atmosphärischen Leitfähigkeit. Seine Beobachtungen über die Leitfähigkeit der Luft z. B. bei Sonnenaufgang sind besonders im Zusammenhang mit den neuesten Marconischen Beobachtungen auf den transatlantischen Stationen sehr interessant. Wir haben Herrn Dorno gebeten seine eigenen tatsächlichen Messungen über Änderung der Leitfähigkeit für das Jahrbuch zusammenzustellen. E.

1) Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1911.

(Eingesandt 29. April 1912.)

John L. Hogan jr., Ein frühes drahtloses Telephon. Verfasser beschreibt einige neuere Versuche, welche die praktische Wirksamkeit einer äußerst einfachen radiotelegraphischen Methode bestätigen, die von Fessenden im Jahre 1901 angegeben wurde. Der Apparat ist nicht sehr empfindlich im Vergleich zu modernen Typen, aber seine Unverwüstlichkeit ist bemerkenswert zusammen mit der Tatsache, daß

mit demselben das gesprochene Wort über 3,6 km mit einem Energieaufwand von weniger als 100 Watt am Sender übermittelt wurde.

Fig. 1 zeigt den Sender. *A* ist die Antenne, *B* eine variable Selbstinduktion, *C* ein Kohlemikrophon, *D* ein Hochfrequenz-Alternator und *E* die Erdverbindung. In Fig. 2, Empfänger, ist *F* die Antenne, *G* eine variable Induktionsspule, *H* und *I* die Feldspule und das Diaphragma eines „Dynamometer-Telephons" und *J* die Erdverbindung.

A B C D E

Fig. 1.

F G H I J

Fig. 2.

Fig. 3 zeigt die Photographie des von einer Dampfturbine getriebenen Alternators (*D* Fig. 1). Diese Maschine läuft mit einer Tourenzahl von 28200 pro Min. und erzeugt unter dieser Bedingung Wechselströme von praktischer Sinusform und einer Frequenz von 70600 mit entsprechender Wellenlänge von 4250 m. Der Alternator ist eine der von Alexanderson und Fessenden entwickelten Induktortypen mit radialen Zähnen auf den beiden Stirnflächen des Induktors (von etwa 15 cm Durchmesser), zu welchem sehr nahe die beiden stationären Armaturen und Felder placiert sind. Die Armaturen

Fig. 3.

können entweder parallel oder in Serie geschaltet oder einzeln benutzt werden, um verschiedene Leistungen bis zu 3 KW. zu erzielen. Widerstand und Induktanz des Hochfrequenzkreises der Maschine sind so

gewählt, um den schädlichen Einfluß auf verbundene Schwingungskreise so klein wie möglich zu machen. Dieser Alternator hat sich bei fortwährendem Gebrauch bei Messungen oder anderen Arbeiten, für welche kontinuierliche Schwingungen benötigt wurden, als sehr verläßlich und konstant erwiesen.

Fig. 4 zeigt im Querschnitt das „Dynamometer-Telephon" *H I* von Fig. 2. *K* ist ein Hartgummigehäuse, in dem das Diaphragma *L* durch die Ringe *N* und *O* befestigt ist. Das letztere kann aus Kupfer oder Silber sein oder ausgeschnitten aus Glimmer mit einem Silber- oder Kupferring *M* darauf befestigt. *Q* ist eine Spule aus feinem Draht auf einem Elfenbeinkern *P*, das Ganze getragen von dem Hartgummirücken *R*; die Spulenenden führen zu den Klemmen *S* und *S'*. Der komplette Apparat arbeitet wie folgt. Der Generator *D* erzeugt einen Wechselstrom von einer bestimmten Hochfrequenz. Durch Variation der Induktanz *B* wird die Schwingung des Antennen-Erdesystems *A*, *B*, *C*, *D*, *E* auf die Frequenz des Alternators abgeglichen, wodurch der maximale Strom in der Antenne für irgendeine bestimmte Felderregung des Alternators erreicht wird. Die Intensität des Stromes in der Antenne und daher die Strahlungsintensität hängt vom Widerstand des speziell konstruierten Kohlemikrophons ab. Durch die bekannten Widerstandsschwankungen, dosiert durch die Sprache, wird die „Grenzkurve" der emittierten Wellen eine Variation aufweisen, genau entsprechend den Amplitudenänderungen in den Schallwellen der Luft beim Sprechen. Ersichtlich wird irgendein Empfänger innerhalb der Reichweite des Senders und bestehend aus einer kontinuierlich ansprechenden Anordnung, die fähig ist Zeichen proportional den Amplituden der empfangenen Wellen zu geben, die ursprünglichen Sprachlaute reproduzieren.

Fig. 4.

Nach Fig. 4 erregen die Hochfrequenzströme, welche in der Empfangsantenne veranlaßt werden, beim Passieren der Spule *H* inverse Ströme im Diaphragmaring *M*. Als Resultat haben wir die Wirkung einer magnetischen Kraft zwischen der festen Spule *H* und dem Diaphragma *I*, und diese Kraft bleibt konstant für einen einzigen Wert des Hochfrequenzstromes in der Spule. Da der Betrag der ausgestrahlten Energie pro Zeiteinheit sich ändert, so ändert sich auch

der Strom, der in der Empfangsantenne erregt wird, und entsprechend wird sich die Kraft ändern, welche auf das Diaphragma des Dynamometer-Telephons wirkt. So stellt also die Anordnung, Fig. 4, einen kontinuierlich wirkenden, proportionell reagierenden Empfänger dar, der zur Sprachreproduktion geeignet ist.

Versuche zeigten, daß über 3,6 km die Stimmen verschiedener Personen erkannt und ganze Sätze deutlich verstanden werden konnten. Die Anordnungen sind durch Patente geschützt. E.

(Eingesandt 15. Mai 1911.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Dr.-Ing. Rudolf Goldschmidt in Charlottenburg-Westend hat sich durch D. R. P. Nr. 245445 ein Verfahren zur Erzeugung periodischer Energieschwankungen bei Hochfrequenzmaschinen für die Zwecke des Tonsendens in der drahtlosen Telegraphie schützen lassen. Es besteht darin, daß man sowohl im Stator als auch im Rotor gruppenweise die Spulen gegeneinanderschaltet. In Fig. 1 ist dies beispielsweise schematisch angedeutet, indem die 16 Spulen des Stators und des Rotors in einer Ebene ausgebreitet gezeichnet sind. Die Spulen sind in vier Gruppen *ABCD abcd* eingeteilt; jede Gruppe umfaßt in der Figur nur 4 Spulen, während in Wirklichkeit die Spulen- oder Polzahl entsprechend der zu erzeugenden hohen Frequenz natürlich bedeutend größer ist. Innerhalb der Gruppen sind die Spulen wie gewöhnlich in Serie geschaltet, dagegen sind die Spulen der geradzahligen Gruppen $BD \ldots bd \ldots$ den Spulen der ungeradzahligen Gruppen $AC \ldots ac \ldots$ entgegengeschaltet. Während der Drehung des Rotors um die Breite einer Spulengruppe durchläuft dann die von der Hochfrequenzmaschine erzeugte Energie eine volle Periode, es treten also die gewünschten Schwebungen selbsttätig auf. Die Zahl der Spulengruppen kann entsprechend der Tourenzahl so gewählt werden, daß die für den Empfang günstigste Tonhöhe erzielt wird. Statt der in Fig. 1 gewählten Reihenschaltung der Spulen und Spulengruppen kann

Fig. 1.

selbstverständlich Parallelschaltung oder jede beliebige andere Schaltung angewendet werden.

Die Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin hat unter der Nr. 246018 ein D. R. P. erhalten auf eine Zündvorrichtung bei Lichtbogengeneratoren elektrischer Schwingungen; diese ist in Fig. 2 dargestellt. Die Kennzeichen bestehen darin, daß die Generatorspule (*a*), deren Feld in bekannter Weise dazu dient, eine Lichtbogenrotation zu bewirken, auch durch unmittelbare Bewegung der einen Lichtbogenelektrode (*e*) die Zündung veranlaßt. Diese bewegliche Elektrode (*e*) besteht zu diesem Zwecke ganz oder teilweise aus magnetischem Material, und der Elektrodenhalter ist an einem Ende als einfacher oder doppelter Konus ausgeführt, um einen günstigen Kraftlinienverlauf sowohl für die Arbeit des Zündens als auch für die der Lichtbogenrotation zu gewährleisten. Die Feldspule *a* trägt im Innern mit Gewinde eine Hülse *b* aus magnetischem Material, welche mittels eines Knopfes *c* gehoben und gesenkt werden kann. Im Innern der Hülse befindet sich der Elektrodenhalter *d* mit der Elektrode *e*, welche durch eine Spiralfeder *f* mit der anderen Elektrode *g* in Kontakt gebracht werden kann. Wird durch den Generator und also auch durch die Feldspule Strom geschickt, so wird der Elektrodenhalter *d* in die Spule gezogen und der Lichtbogen zwischen den Elektroden gebildet. Der Hub des Elektrodenhalters ist durch den Anschlag an *b* begrenzt; durch Herunterschrauben der Hülse *b* wird der Hub beliebig verkleinert. Durch den Knopf *h* ist man in der Lage, auch von Hand zu zünden.

Fig. 2.

Das D. R. P. Nr. 245715 von Max Jasper in Schöneberg be-

trifft ein Verfahren zur Erzeugung sehr schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen mittels eines doppelt wirkenden Vakuumunterbrechers. Dieser besitzt zwei Magnetspulen (1 und 2 in Fig. 3), in deren Innern beweglich ein Eisenkern 3 angeordnet ist. 5 und 6 sind zwei Kontaktstellen, welche die Bewegungen des Eisenkernes 3 begrenzen. Der bewegliche Anker 3 ist durch eine federnde Verbindung mit der Klemme 7 verbunden. Die Enden der Solenoide 1 und 2 führen an die Klemmen 8, 10 und 9, 11, und das Ganze wird vorteilhaft in ein evakuiertes Glasrohr 4 eingeschmolzen. Parallel zu jeder Unterbrechungsstelle ist nun in der aus der Figur ersichtlichen Weise ein aus Kapazität 16, 17 und Selbstinduktion 18, 19 bestehender Schwingungskreis geschaltet, während die Stromquelle 12 unter Vorschaltung der Drosselspulen 13, 14, 15 mit den Enden der Magnetspulen und deren Eisenkern verbunden ist. Wird die Unterbrechervorrichtung in Tätigkeit gesetzt, so entstehen durch das Schließen und Öffnen des primären Stromes im Unterbrecher sehr schnell aufeinander folgende Stromstöße, welche in den beiden den Unterbrecherstellen parallel geschalteten Schwingungskreisen kräftige elektrische Schwingungen von geringer Dämpfung hervorrufen. Die in den Schwingungskreisen wechselweise hervorgerufene Energie kann man dann direkt oder induktiv auf einen dritten vollständig geschlossenen Schwingungskreis oder auch auf einen Luftdraht übertragen.

Fig. 3.

Das durch D. R. P. Nr. 245358 von Roberto Clemens Galletti in Rom geschützte Verfahren zur Erzeugung ununterbrochener Wellenzüge mittels primärer Funkenkreise besteht darin, daß diese Schwingungskreise mittels parallel geschalteter Widerstände $r_1\, r_2\, r_3 \ldots r_n$ in Fig. 4 und Funkenstrecken dadurch ununterbrochen aufeinanderfolgend erregt werden, daß ein allen Schwingungskreisen gemeinsamer Kondensator c_0 über die parallel geschalteten Widerstände $r_1\, r_2\, r_3 \ldots r_n$ immer rasch wieder geladen wird, während das Laden des zu jedem Schwingungskreis gehörenden Kondensators nur über den betreffenden

Widerstand und daher wesentlich langsamer erfolgt, so daß die Funkenkreise nacheinander zur Wirkung kommen. Diese Schaltung ist in Fig. 4 in einer beispielsweisen Ausführung dargestellt; eine ausführlichere Beschreibung der Wirkungsweise derselben sowie der anderen von Galletti in dieser Patentschrift beschriebenen Schaltungen zur Ausführung dieses Verfahrens muß leider hier wegen Raummangels unterbleiben und es muß diesbezüglich auf die Patentschrift verwiesen werden.

Fig. 4.

R. A. Fessenden hat unter Nr. 244169 ein D. R. P. auf ein Verfahren und eine Vorrichtung zur Zeichenübertragung mittels elektromagnetischer Wellen erhalten, und zwar bestehen die wesentlichen Kennzeichen dieses Verfahrens darin, daß während der Zeiten, in denen keine Zeichen übertragen werden, und auch während der Zeiten (Spatien) zwischen den einzelnen Morsezeichen Wellen von beständig veränderlicher Frequenz ausgesendet werden, und daß während der Morsezeichen selbst dieser Frequenzwechsel ausgeschaltet und mithin nur Wellen einer bestimmten Frequenz ausgesendet werden. Zu diesem Zwecke verwendet Fessenden eine Hochfrequenzdynamomaschine, wobei die Frequenz des von ihr erzeugten Hochfrequenzstromes durch schrittweises Kurzschließen oder durch nach und nach erfolgende Einschaltung einzelner Segmente des Ankers, die so gewickelt sind, daß sie eine Phasendifferenz in bezug auf die übrigen Ankersegmente besitzen, mittels eines mit dem Anker synchron laufenden Umschalters oder Kommutators beständig geändert wird.

Das D. R. P. Nr. 244883 von Dr. J. Schießler in Baden bei Wien betrifft eine kapazitiv-induktive Koppelung, die in Fig. 5 dargestellt ist. Über einen zweckentsprechend geformten Kondensator, z. B. einen hohlzylinderischen Kondensator mit spiralig eingewickelten Armaturplatten 1, 2 kann eine Induktionsspule 5 behufs Änderung

des Koppelungsgrades beliebig, z. B. mittels einer Schraubenspindel 6, 7 verstellt werden, wobei der jeweilige Koppelungsgrad auf einer Teilung 10 mittels eines mit der Spule verbundenen Zeigers 9 ersichtlich gemacht werden kann.

Sabin Lacoste schlägt in der Französischen Patentschrift Nr. 404733 nebst Zusatzpatent Nr. 13998 zu diesem Hauptpatent vor, zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen einen Lichtbogen zu verwenden, der zwischen einer ringförmigen Elektrode ohne Unterbrechungen und einer aus voneinander isolierten ringförmig angeordneten Lamellen bestehenden Elektrode übergeht und durch ein Magnetfeld in Rotation versetzt wird. Die Lamellen der unterteilten Elektrode sind abwechselnd untereinander verbunden und die beiden Gruppen sind jede mit einem Ende einer Primärspule verbunden, deren Mitte über die Stromquelle mit der anderen ringförmigen und ununterbrochenen Elektrode verbunden ist. Unter der Einwirkung eines Magnetfeldes gerät der Lichtbogen, nachdem er einmal gezündet ist, in Rotation und springt dabei der Reihe nach über die Lamellen der unterteilten Elektrode, so daß hierdurch Stromunterbrechungen bzw. Stromwechsel stattfinden und in einer von der Primärspule induzierten Sekundärspule Schwingungen erzeugt werden. In beiden Patentschriften werden eine Reihe von Ausführungsformen dieses Verfahrens beschrieben, z. B. eine solche, bei welcher die Elektroden nicht konzentrisch angeordnet sind, sondern die unterteilte Elektrode die Form einer kegelförmigen Spirale besitzt. Dabei wird der Lichtbogen an derjenigen Stelle gezündet, an der die Elektroden den kleinsten Abstand voneinander haben; der Lichtbogen gerät dann bei seiner Bewegung unter dem Einfluß des Magnetfeldes an Stellen von größerer

Fig. 5.

Elektrodenentfernung und erlischt dann von selbst, worauf wiederum selbsttätig die Zündung an der engsten Stelle erfolgt.

Eine sehr ähnliche Anordnung ist in der Britischen Patentschrift Nr. 14588 vom Jahre 1910 von John Turner Morris beschrieben; auch dort kommt ein Lichtbogen zur Verwendung, der unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes rotiert und dabei abwechselnd über verschiedene Elektroden verläuft.

René Lair beschreibt in der Französischen Patentschrift Nr. 428595 eine Mehrfachfunkenstrecke. Sie besteht aus konzentrisch angeordneten Elektrodenkörpern mit vielen einander gegenüberstehenden Funkenelektroden, wobei der Abstand der Elektroden geregelt werden kann. Wegen näherer Details muß auf diese Patentschrift selbst verwiesen werden.

Die Britische Patentschrift Nr. 10266 vom Jahre 1911 von E. Bellini und A. Tosi in Paris betrifft eine Funkenstrecke für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Der Funke wird in einem ringförmigen Schlitz erzeugt, der zwischen den Enden zweier mit Flanschen versehenen Röhren gebildet wird, die sich mit ihren Endflächen oder Flanschen gegenüberstehen; dabei wird ein Gasstrom durch jede der Röhren geleitet derart, daß diese Gasströme sich treffen und durch den ringförmigen Schlitz zwischen den Elektrodenflanschen nach auswärts strömen.

F. Ducretet und E. Roger beschreiben in der Französischen Patentschrift Nr. 431316 eine Funkenstrecke, bei der der Funken zwecks Verhinderung des Erhitzens der Elektroden durch einen Luftstrom angeblasen wird. Die eine Elektrode ist dabei kugelförmig und die andere zylinderisch; beide Elektroden rotieren um aufeinander senkrechte Achsen und ein Gebläse treibt komprimierte Luft durch den zwischen beiden Elektroden verbleibenden ringförmigen Zwischenraum.

Der Funkenerzeuger von Ferrié nach der Französischen Patentschrift Nr. 415849 besitzt zwei feststehende und langgestreckte Elektroden, die sich mit schneidenförmigen Kanten gegenüberstehen. Zwischen diesen rotiert eine Scheibe, die nach bestimmten Gesetzen verteilt, z. B. auf Spirallinien verteilte Kurzschlußstücke trägt. Hierdurch wird erreicht, daß die Funkenstelle auf den Elektroden beständig hin und herwandert, wodurch die Erhitzung der Elektroden verhindert und zugleich eine gleichmäßige Abnutzung derselben erzielt wird. Außerdem wird dadurch eine außerordentlich hohe Funkenzahl bei geringen Rotationsgeschwindigkeiten der Spule erzielt.

In dem Zusatzpatent Nr. 12622 zu diesem Hauptpatent schlägt Ferrié vor, statt einer Scheibe einen Zylinder zu verwenden und auf ihm die Kurzschlußstücke regelmäßig zu verteilen, d. h. auf Schraubenlinien anzuordnen. Dadurch werden gegenüber der Anordnung nach dem Hauptpatent Vorteile erzielt.

Bei der Anordnung von Murgas nach der Amerikanischen Patentschrift Nr. 1.001975 sind ebenfalls zwei langgestreckte Elektroden feststehend angeordnet und zwecks Kühlung mit Durchbohrungen versehen. Zwischen ihnen rotiert um eine zu den Elektroden parallele Achse ein Zylinder, der mit einem schraubenförmig verlaufenden Metallvorsprung versehen ist. Dieser Zylinder sowie der Metallvorsprung können ebenfalls zwecks Kühlung mit Durchbohrungen versehen sein. Hierdurch wird ebenfalls erreicht, daß der Fußpunkt der Entladungen beständig wechselt, d. h. auf den feststehenden Elektroden entlang wandert und auch auf dem Kurzschlußkörper beständig wechselt, wodurch die Kühlung verbessert und die Abnutzung vergleichmäßigt wird. Die Anordnung kann auch so getroffen sein, daß auf dem Zylinder viele radial vorspringende Metalleisten angeordnet sind, auf denen nach einer Schraubenlinie Einkerbungen eingeschnitten sind. Auch bei dieser Ausführung wird der beabsichtigte Zweck erzielt. Statt zweier feststehender Elektroden kann auch nur eine feststehende Elektrode vorhanden sein, wobei dann der drehende Metallzylinder mit dem Vorsprunge gleichzeitig als zweite Elektrode verwendet wird.

Girardeau beschreibt in der Britischen Patentschrift Nr. 27247 vom Jahre 1910 einen rotierenden Funkenerzeuger, durch welchen abwechselnd der Ladekreis und der Entladekreis des Kondensators geschlossen wird. Der Zweck dieser Anordnung besteht darin, einen Kurzschluß der Stromquelle während der Entladung zu verhindern und eine Tonübertragung zu ermöglichen.

Bei der Anordnung von Rouzet nach der Französischen Patentschrift Nr. 420452 wird als Stromquelle eine Wechselstrommaschine verwendet und durch eine synchron mit diesem Wechselstrom angetriebene Kontaktvorrichtung der Schwingungskreis geschlossen und geöffnet. Rouzet schaltet dabei in den Speisestromkreis eine Selbstinduktionsspule ein, deren Größe derart gewählt ist, daß Resonanzladung eintritt; es werden außerdem in dieser Patentschrift eine Reihe von Ausführungsformen für die rotierende Stromschlußvorrichtung beschrieben, bei denen spitze Elektroden, die untereinander in bestimmter Weise in leitender Verbindung stehen, entweder auf Zylinderflächen oder auf Scheiben angeordnet sind. Eine ausführlichere Beschreibung würde aber hier zu weit führen und es muß daher auch hier auf die Patentschrift selbst verwiesen werden.

(Eingesandt 22. April 1912.)

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

Wir erhalten folgende Zuschriften:

Über die Erdströme in der Nähe einer Sendeantenne für drahtlose Telegraphie[1]).

In der Einleitung zu dieser Untersuchung erwähnt Heinrich True verschiedene vorhergegangene Arbeiten über die Mitwirkung der Erde, nicht aber meinen im Jahre 1906 in der „Elektrotechnischen Zeitschrift" (S. 1117) erschienenen Aufsatz „Über den Einfluß des Gegengewichtes auf die Dämpfung des Luftdrahtes in der drahtlosen Telegraphie". Ich habe wohl als Erster die für die Verluste durch Erddämpfung in Betracht kommenden Faktoren (Tiefe des Grundwassers, Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit der oberen Erdschichten usw.) erörtert und bin im wesentlichen zu denselben Ergebnissen gekommen, die True durch ausführliche Messungen bestätigt hat. Dr. W. Burstyn.

1) Jahrb. 5, 125, 1911.

Bezugnehmend auf die Zuschrift des Herrn Dr. W. Burstyn bemerke ich:

Der Aufsatz des Herrn Dr. W. Burstyn (Elektrot. Ztschr. 1906, S. 1117) war mir bekannt. In der Einleitung zu meiner Arbeit habe ich mich bei der Angabe der vorhergehenden Arbeiten über die Mitwirkung der Erde bei der drahtlosen Telegraphie ausdrücklich (siehe Zeile 4) beschränkt auf die Erwähnung derjenigen Untersuchungen, welche mir als besonders wichtig erschienen. Dr. H. True.

(Eingesandt 28. März u. 10. April 1912.)

Herr True erklärt, er hätte meinen Aufsatz (Elektrot. Ztschr. 1906 S. 1117) deswegen nicht erwähnt, weil er ihm nicht besonders wichtig erschienen wäre. Die von ihm genannten theoretischen Arbeiten beziehen sich aber, wie er selbst schreibt, nicht auf „Erdströme in der Nähe einer Sendeantenne". Dieses Gebiet ist, wie ich wiederhole, von mir zuerst theoretisch erörtert worden, und die Ergebnisse meiner Überlegungen werden durch die Trueschen Experimente bestätigt. Herr True hat daher keine Veranlassung, sich in so geringschätziger Weise zu äußern.

Dr. W. Burstyn.

In seiner theoretischen Arbeit (Elektrot. Ztschr. 1906, S. 1117) berücksichtigt Herr Burstyn nur vertikale Strömung in der Erde, während meine Untersuchung gerade ergibt, daß die Strömung fast ganz horizontal verläuft und daher die vertikale Komponente der Strömung für die Verluste nicht in Frage kommt. Aus diesem Grunde war der Aufsatz des Herrn Burstyn für mich in diesem besonderen Falle von geringerer Bedeutung.

Im übrigen erkenne ich Herrn Burstyn die Priorität in bezug auf die theoretische Behandlung der Frage nach der Dämpfung durch Verluste in der Erde gern zu. Dr. H. True.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Josef Schueh. 2 Wandtafeln: Die Morse-Telegraphie. Verlag A. Pichlers Wwe. & Sohn in Wien u. Leipzig, 1912. M. 2.10

Telefunken: Gebrauchsanweisung für den Telefunken-Rechenschieber. Dennert & Pape, Altona b. Hamburg.

Karl Strecker, Fortschritte der Elektrotechnik. 25. Jahrgang. Das Jahr 1911. 2. Heft. Verlag von Julius Springer, Berlin 1912. M. 10.—

Taschenbuch für Präzionsmechaniker, Optiker, Elektrotechniker und Glasinstrumentenmacher, Jahrgang 1912. Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker". F. u. M. Harrwitz, Berlin-Nikolasee, 1912. M. 2.—

Internationales Verzeichnis der Funkentelegraphenstationen, herausgegeben vom internationalen Bureau des Welttelegraphenvereins und: Liste alphabétique des indicatifs d'appel. Bern 1911.

P. Jégou, Applications de la télégraphie sans fil. Paris (H. Desforges, Éditeur) 1912. Fr. 1.50

AEG-Zeitung, April 1912.

Hanns Günther, Telegraphie und Telephonie (Technische Plauderei). Franckhsche Verlagshandlung in Stuttgart 1912. M. 1.—, geb. M. 1.80

Telefunken-Zeitung, 1. Jahrgang Nr. 5, April 1912.

Abraham-Töppl, Theorie der Elektrizität. I. Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. 4. Aufl. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1912. geb. M. 11.—

G. W. Pierce, Principes of wireless telegraphy. Mc Gram-Hill Book Cy. New-York. geb. 3 Doll. net.

W. Wien, Über die Gesetze der Wärmestrahlung. Nobel-Vortrag gehalten 11. Dezember 1911 in Stockholm. Verlag Johann Ambrosius Barth in Leipzig 1912. M. 1.

(Eingesandt 29. April 1912.)

Literaturverzeichnis.

Anderson, S. H., Phys. Rev. **34**, 34, 1912. Effect of frequency on the capacity of a condenser with kerosene for the dielectric.

Arco, Georg Graf, Dingl. Polyt. Journ. **93**, 252, 1912. Der heutige Stand der drahtlosen Telegraphie.

Austin, L. W., Journ. of the Wash. Ac. of Sc. Nr. 5, 111 u. 112, 1912. Damped and undamped oscillations. — Suitable wire sizes for high frequency resistance.

— Electrician **68**, 920, 1912. Some quantitative experiments in long distance radiotelegraphy (vgl. Jahrb. **5**, 75, 1911).

Barnett, S. J., Phys. Rev. **34**, 74, 1912. The measurement of inductances and capacities with the Thomson double bridge.

Beattie, R. u. **Gerrard, H.,** La Lum. él. **34**, 302, 1912. Méthode de mesure de la perméabilité au moyen de courants alternatifs.

Benischke, B., „Elektr. Kraftbetr. u. Bahnen", Heft 5, 1912. Die experimentelle Bestimmung des Streufaktors von Transformatoren und Drehstrommotoren.

— E. u. M., Heft 9, 1912. Drehfeld-Synchronmotoren ohne Gleichstromerregung.

Bergansius, F. L., Hand. XIII. Ned. Nat. en Geneesk. Congress Groningen S. 173, 1911 (holländisch). Eine neue Formel zur sehr genauen Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten für lange Solenoide mit vielen Drahtschichten.

Curtis, H. L., s. Grover, F. W.

Darrin, D., Electrician 68, 1042, 1912 (Auszug aus „Electrical World"). Operating characteristics of the umbrella type of aerial.

Dauzat, Albert, Rev. sc. Nr. 12, 365, 1912. Le téléphone sans fil. (Historique. Principaux systèmes. Applications.)

Dubilier, W., Electrician 68, 923, 1912. Dubiliers high-potential apparatus.

— Elektrot. Anz. **29**, 316, 1912. Verbessertes Mikrophon für drahtlose Telephonie.

Dyke, G. B., s. Fleming, J. A.

Eccles, W. H. u. Erskine-Murray, J., Electrician 68, 1063/64, 1912. Electrostatic effects in receiving transformers for radiotelegraphy.

Edwards, W., La Lum. él. **34**, 397, 1912. Distribution du courant et variations de résistance dans des conducteurs linéaires à section carrée ou rectangulaire parcourus par des courants alternatifs de haute fréquence.

Egner, C. u. Gunnar-Holmström, J., La Lum. él. **34** (2) (Tome XVIII), 18, 1912. Le microphone Egner-Holmström pour courants de haute intensité.

Ehrenfest, P., Phys. Ztschr. **13**, 317, 1912. Zur Frage nach der Entbehrlichkeit des Lichtäthers.

Emde, Fritz, E. u. M. **30**, 221, 246, 261, 1912. Die Berechnung eisenfreier Drosselspulen für Starkstrom.

Evans, B. D., s. Pierce, G. W.

Farny, J. L., Bull. Schweiz. Elektrot. Verein **3**, 25, 1912. Maschinell erzeugte asymmetrische wechsel-elektromotorische Kräfte und vibratorische Begleiterscheinungen verschiedener Frequenzen.

Fassbender, H. u. Hupka, E., Verh. D. Phys. Ges. **14**, 408, 1912. Verfahren zur Bestimmung von Hysteresiskurven bei elektrischen Schwingungen.

Fleming, J. H. u. Dycke, G. B., Electrician 68, 1017, 1060, 1912 u. **69**, 10, 1912. On the power factor and conductivity of dielectrics when tested with alternating electric currents of telephonic frequency at various temperatures.

— Electrician 68, 1020, 1912. Buried antennae and the functions of the earth in radiotelegraphy (vgl. auch ebenda S. 1064 W. H. Eccles).

Gáti, Béla, La Lum. él. **34** [Tome XVIII (2)], 67, 1912. Comparaison expérimentale des microphones Egner-Holmström et Gáti.

Gerrard, H., s. Beattie, R.

Gradenwitz, Alfred, Schweiz. Elektrot. Ztschr. **9**, 145, 160, 1912. Das Hovlandsche Verfahren zur Geheimhaltung von drahtlosen und Leitungstelegrammen.

Grower, F. W., s. Rosa, E. B.

— Bull. Bur. of Stand. 7, Nr. 4, 1911. The capacity and phase difference of paraffined paper condensers as functions of temperature and frequency.

— u. **Curtis, H. L.,** Bull. Bur. of Stand. 8, 3, 1912. Resistance coils for alternating current work.

— u. — Bull. Bur. of Stand. 8, Nr. 3, 1912. The measurement of the inductances of resistance coils.

Hupka, E., s. Fassbender, H.

Jégou, P., Applications de la télégraphie sans fil. Paris (H. Desforges, Éditeur) 1912.

Kiebitz, F., Electrician **68**, 1064, 1912. Wireless telegraphy and invisible antennae.
Kimura, Shunkichi, La Lum. él. **34**, 311, 1912. Sur les conditions de production des étincelles à la fréquence 1000.
— Design of a radiotelegraphic station. Tokio 1912.
Kock, Friedrich, Aufnahme von Resonanzkurven unter Anwendung eines Kurvenzeichners. Diss. Berlin (Techn. Hochschule) 1912.
Leimbach, Gotthelf, Umschau Nr. 18, S. 368, 1912. Drahtlose Telegraphie im Erdinnern (Löwy-Leimbach).
Lenz, W., Ann. Phys. **37**, 923, 1912. Über die Kapazität der Spulen und deren Widerstand und Selbstinduktion bei Wechselstrom.
Marconis Wireless Telegraph Co., Electrician **68**, 925, 1912. Imperial wireless telegraph scheme.
— Electrician **68**, 936, 1912. Wireless telegraphy and invisible antennae (Dr. Kiebitzs Erdantennen).
— Elektrot. Ztschr. **33**, 322, 1912 (Ref. über Electrician **67**, 532, 1911). Funkentelegraphie über große Entfernungen.
Mosler, H., Elektrot. Ztschr. **33**, 303, 1912. Über aperiodische Detektorkreise (vgl. ebenda S. 132, Fr. Kiebitz).
Occhialini, A., Phys. Ztschr. **13**, 268, 1912. Funken bei niedrigem Potential.
Petrowski, A., Bull. de Pétersbourg S. 1207—1217, 1911. Mathematische Analyse der stehenden Welle in der Sekundärwickelung einer von Wechselstrom gespeisten Induktionsrolle.
Pierce, G. W., Proc. Amer. Ac. of Arts and Sciences **46**, Nr. 13, 1911. Theory of coupled circuits under the action of an impressed electromotive force with applications to radiotelegraphy.
— u. **Evans, R. D.,** ebenda **47**, Nr. 21, 1912. Stratification and capacity of carborundum.
Poincaré, H., C. R. Tome **154**, 795, 1912. Sur la diffraction des ondes hertziennes.
Rosa, E. B. u. **Grover, F. W.,** Bull. Bur. of Stand. 8, Nr. 1, 1911. Formulas and tables for the calculation of mutual and self-induction (revised).
Rudolph, W., Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Gleichstrom und ihre Verwendung zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten und Absorptionen. Leipzig 1911.
Taylor, J. E., Electrician **68**, 978, 1912. Earthed directive wireless antennae.
Thurn, H., Blätter für Post u. Telegr. Nr. 22—24, 1912. Funkentelegraphie und Luftschiffahrt.
Turpain, Albert, Soc. Franç. de Phys. Nr. 19, 7—8, 1912. Inscription graphique des signaux de l'heure émis par la Tour Eiffel. Présentation de quelques graphiques obtenues à 300 km de distance. Possibilité d'enregistrement des télégrammes sans fil.
Zehnder, L., Verh. D. Phys. Ges. **14**, 282, 1912. Über die Geschichte der Erdantennen zur Abwehr der Angriffe des Herrn Kiebitz.
Zippe, H., La Lum. él. **34**, 399, 1912. Nouvelles méthodes dynamométriques pour la mesure des selfs-inductions, capacités et fréquences (vgl. Elektrot. Ztschr. **33**, 182, 1912).

(Eingesandt 29. April 1912.)

Drahtlose Telegraphie auf See.

(Vorschläge für die internationale Konferenz für Radiotelegraphie in London am 4. Juni 1912.[1])

Die von der ganzen zivilisierten Welt beklagte Katastrophe der „Titanic" hat unzweifelhaft aufs neue die hohe Bedeutung der Radiotelegraphie für die Sicherheit der Seeschiffahrt in ein helles Licht gesetzt, aber ebenso unzweifelhaft haben sich in ihrer jetzigen Anwendung noch erhebliche Mängel offenbart, die es verhinderten, daß der große Verlust an Menschenleben vermieden wurde. Dieses Thema wird natürlich auch den Gegenstand lebhafter Erörterungen an der Londoner Konferenz bilden, weshalb sich auch die Redaktion des „Jahrbuches der drahtlosen Telegraphie und Telephonie" veranlaßt sieht, Meinungsäußerungen aus Fachkreisen zum Ausdruck zu bringen und in Form einer zusammenfassenden Darstellung den Mitgliedern der Konferenz vorzulegen.

So schreibt Herr Direktor Hans Bredow von der Telefunken-Gesellschaft folgendes[2]:

„Die Titanic-Katastrophe wird unzweifelhaft eine wesentliche Verbesserung der bestehenden Sicherheitsvorrichtungen an Bord nach sich ziehen und die Aufmerksamkeit der Schiffahrtskreise wiederum auf die Wichtigkeit der Funkentelegraphie lenken. Es liegt daher nahe, festzustellen, inwiefern die F. T. (wie sie bei unserer Kriegsmarine bezeichnet wird) in bezug auf ihre technische Leistung, Organisation und Anwendung noch erweitert werden muß, um in Zukunft noch mehr als bisher ein Mittel zur Erhöhung der Sicherheit auf See zu sein.

Die Funkentelegraphie hat eine dreifache Aufgabe in der Seeschiffahrt zu erfüllen, und ich möchte sie der Wichtigkeit nach einzeln besprechen.

A. Vorbeugung von Unfällen (Warnungsdienst). Die Funkentelegraphenstation Norddeich der Reichspost hat für die deutschen Gewässer einen Sturmwarnungs- und Zeitdienst eingeführt. Die Uhrzeit wird zweimal in 24 Stunden, die Wettertelegramme je nach Bedarf ausgesendet, von den Telegraphisten der Deutschen Betriebs-Gesellschaft (Debeg) aufgenommen und allen erreichbaren Schiffen weitergegeben.

In Zukunft ist erforderlich: 1. daß andere Länder diesem Beispiel folgen, und daß die Aussendung von drahtlosen Zeit- und Wettermel-

1) Deutsche Sonderabdrucke des Artikels mit einer englischen Übersetzung wurden der Konferenz vorgelegt.
2) Hamburger Nachrichten 3. Mai 1912.

dungen international geregelt wird; 2. daß auch den nicht mit drahtlosen Apparaten versehenen Schiffen alle Meldungen zugänglich gemacht werden, indem alle mit Funkentelegraphie versehenen Schiffe verpflichtet werden, diese Nachrichten durch optische oder akustische Signale an vorüberfahrende Schiffe weiterzugeben; 3. daß wichtige Mitteilungen für Seefahrer, wie Nachrichten über Seezeichen, Eisverhältnisse usw., ständig von Land aus drahtlos gegeben werden; 4. daß alle Schiffe gesetzlich gezwungen werden, Beobachtungen über das Fahrwasser, Wracks, Seezeichen, Eis usw. drahtlos nach Land und anderen Schiffen zu melden; 5. daß die kleineren Schiffe sich wenigstens Empfangsanlagen zur Aufnahme derartiger Meldungen anschaffen. Die Kosten betragen nur wenige hundert Mark.

Bei Nebel versagen die Leuchtfeuer, ein Ersatz der Feuer durch drahtlose Signale ist möglich, wie Versuche der Franzosen mit sogenannten „Radiopharen" erwiesen haben. Marconi soll das französische Verfahren jetzt adoptiert haben, ich zweifle aber an der Einführung, da die Verwendung dieser Methode an Bord komplizierte Luftleitergebilde (Antennen) und Spezialapparate voraussetzt.

Eine wesentliche Verbesserung hat das preußische Ministerium der öffentlichen Arbeiten ausprobiert, und die Telefunken-Gesellschaft, Berlin, hat vor kurzem durch die Erfindung des sogenannten „Telefunkenkompaß" die drahtlose Ortsbestimmung ein so großes Stück vorwärts gebracht, daß der praktischen Einführung jetzt nichts mehr im Wege steht.

Die beiden deutschen Verfahren haben vor dem französisch-englischen (Bellini-Tosi-Marconi) den großen Vorzug, daß die Schiffe keinerlei besondere Vorrichtungen benötigen, sondern mit ihrem gewöhnlichen drahtlosen Empfänger die Ortsbestimmung ausführen können. An der Küste (z. B. auf Leuchttürmen) wird eine Reihe von Funkentelegraphensendern aufgestellt, die automatisch in bestimmten Intervallen ein drahtloses Merkzeichen geben; anschließend an dieses Merkzeichen fängt der Sender an, sich zu drehen, und sendet nach jeder Himmelsrichtung einen drahtlosen Wellenimpuls, bei Nord anfangend, im Sinne der Windrose aus. Der Bordtelegraphist stellt bei Empfang des ersten Merkzeichens eine Stoppuhr ein, die in Himmelsrichtungen eingeteilt ist und genau mit der Drehgeschwindigkeit des Senders der Landstation läuft. Der Telegraphist hört die einzelnen Wellenimpulse in seinem Bordempfänger verschieden stark; sobald er den schwächsten Impuls hört, stoppt er seine Uhr, und die Zeigerstellung gibt ihm an, in welcher Richtung sich das Schiff sich von der betreffenden Landstation befindet.

Ist nur ein fester Sender verhanden, so läßt sich nur die Rich-

tung des beweglichen Empfängers zu diesem festlegen, und es muß, wenn eine eindeutige Ortsbestimmung erzielt werden soll, noch eine Abstandsbestimmung von der festen Station hinzugefügt werden. Bei Schiffen auf See ist dies beispielsweise durch Lotungen oder dergleichen möglich. Sind zwei feste Stationen vorhanden, so werden vom Empfänger zwei Richtungsbestimmungen ausgeführt, diese auf der Karte eingetragen und der Ort des Empfängers als Schnittpunkt der beiden Richtungen gefunden. Die Genauigkeit wird um so größer sein, je kleiner die Entfernung des Empfängers von der oder den festen Stationen ist und je mehr der beobachtete Richtungswinkel sich 90 Grad nähert. Diese als Telefunkenkompaß bezeichnete einfache Vorrichtung kann sich mit geringen Kosten jedes Schiff zulegen, und es ist jetzt Sache der Regierungen, für eine genügende Anzahl von Sendestationen an den Küsten Sorge zu tragen, damit eine sichere Navigation auch dann möglich ist, wenn die Leuchtfeuer nicht mehr ausreichen.

Ich gehe nunmehr zu der Aufgabe über, die die Funkentelegraphie nach erfolgter Havarie hat.

B. Rettung aus Gefahr (Notsignaldienst). Die Station der ‚Titanic' hat nach den Berichten ihre volle Schuldigkeit getan und auch Hilfe herbeigerufen. Es ist aber wohl anzunehmen, daß sich in der Nähe der Unfallstelle noch andere Fahrzeuge als die ‚Carpathia' befunden haben, nur konnten diese Schiffe nicht alarmiert werden, weil sie keine Funkentelegraphie hatten. Hier ist meines Erachtens der springende Punkt, denn die Funkentelegraphie wird noch viel zu wenig benutzt, nur die Passagierdampfer nehmen eine Station zur Bequemlichkeit der Passagiere, denn viele Reedereien betrachten den Apparat hauptsächlich als einen Luxusartikel für die Bequemlichkeit der Passagiere und nicht als ein Mittel zur Vorbeugung von Unfällen und Rettung aus Gefahr. Man kann ohne weiteres den Grundsatz aufstellen: „Je größer die Verbreitung der Funkentelegraphie auf See, desto geringer die Gefahr." (Hierzu möchten wir bemerken, daß die nautischen Kreise in Deutschland immer den Grundsatz vertreten haben, daß die drahtlose Telegraphie in erster Linie ein Mittel zur Sicherung der Schiffahrt sei und daß dementsprechend auch die gesetzlichen Bestimmungen über die Anlage und den Betrieb der drahtlosen Stationen ausgestaltet bzw. geändert werden müßten.)

Ein glänzendes Beispiel hierfür ist der bei den Balearen erfolgte Untergang des französischen Dampfers ‚General Chancy' mit 180 Menschen. Während des Unfalls befand sich der Reichspostdampfer ‚Kleist' in der Nähe. Hätte das französische Schiff, ebenso wie ‚Kleist', Funkentelegraphie gehabt, wäre das Unglück voraussichtlich nicht so groß

geworden, so aber dampfte das deutsche Schiff weiter, ohne ein Notsignal erhalten zu haben.

Mit der größeren Verbreitung der Funkentelegraphie auf See werden natürlich auch die Störungsmöglichkeiten, hervorgerufen durch ein Nebeneinanderarbeiten zu vieler Stationen, wachsen. Eine absolute Vermeidung von Störungen ist bisher noch nicht möglich gewesen, dagegen sind die Abstimmittel in den letzten Jahren so vervollkommnet, daß ganz gut eine größere Anzahl von Stationen gleichzeitig ohne erhebliche Störungen durcheinander arbeiten können. Auf diesem Gebiete wird noch sehr viel gesündigt, da sehr viel minderwertige Apparate benutzt werden. Die internationalen Abmachungen schreiben zwar Apparate mit Abstimmung vor, aber das ist doch ein weiter Begriff. Die Abstimmungsmöglichkeit ist abhängig von der Dämpfung der ausgesandten elektrischen Schwingungen. Je geringer die Dämpfung eines drahtlosen Systems ist, desto schärfer ist die Abstimmung und desto größer die Störungsfreiheit. Man sollte daher von staatswegen bei der Konzessionierung von Stationen scharf darauf sehen, daß eine gewisse Dämpfung nicht überschritten wird und entsprechende internationale Vorschriften erlassen. Zurzeit arbeiten von 1000 Schiffsstationen vielleicht 200 mit der richtigen Dämpfung, die übrigen können nach dem Stande der heutigen Technik auf die Bezeichnung „abstimmfähig“ überhaupt keinen Anspruch erheben.

Aber nicht allein die technische Vervollkommnung kann einen störungsfreien Verkehr herbeiführen, sondern es ist vor allen Dingen eine gute Organisation und eine Betriebsdisziplin, nach der der Verkehr abgewickelt werden muß, erforderlich. Der internationale funkentelegraphische Kongreß in Berlin 1906 hat diesbezügliche Vorschriften bereits ausgearbeitet und mit Ausnahme von Italien, den Vereinigten Staaten und zum Teil auch England sind diese Vorschriften angenommen worden. Eine strenge Durchführung derselben und ein Nutzen für den funkentelegraphischen Verkehr auf See ist jedoch nur möglich, wenn alle drahtlosen Gesellschaften das Erforderliche tun, damit Störungen vermieden werden. Auch sollten alle Staaten nunmehr dafür Sorge tragen, daß die Verbindungsmöglichkeit von Land nach See eine wesentlich bessere wird als bisher. Es müssen mindestens dreifach so viel Küstenstationen für den öffentlichen Verkehr geschaffen werden als jetzt vorhanden sind. Der nächste internationale Kongreß für Funkentelegraphie, der im Juni in London stattfindet, sollte auch sein Augenmerk auf die Reichweitenleistung der Schiffsstationen richten und insbesondere Vorschriften erlassen über die Aufstellung sogenannter „Notstationen“ an Bord. Es ist

unzulässig, daß der Betrieb der Stationen lediglich von der Lichtmaschine des Schiffes abhängig ist, denn die Station wird ja gerade erst bei einer Havarie wertvoll. Deshalb muß die Bordstation so eingerichtet sein, daß sie auch noch arbeiten kann, wenn z. B. der Maschinenraum voll Wasser steht. Eng verknüpft hiermit ist auch die Antennenfrage. Bekanntlich ist ein wichtiger Teil der Station, die Antenne, zwischen den Masten ausgespannt. Was geschieht, wenn bei einer Havarie einer der Masten oder beide beschädigt werden? Es sollte meines Erachtens auf jedem Schiff eine Hilfsantennenanlage vorgesehen werden, die nach Havarie der Hauptantennenanlage in Funktion tritt.

Es ist festgestellt, daß die ‚Californian' zur Zeit des Unterganges weniger als 20 Meilen von der ‚Titanic' entfernt war. Sie erhielt jedoch den Notruf nicht, da der Telegraphist bereits schlafen gegangen war. Es ist also in Zukunft erforderlich, daß an Bord der Schiffe für eine Ablösung gesorgt wird, wenn der Bordtelegraphist schlafen geht. Auf den größeren Schiffen sind zwar zwei bis drei Bordtelegraphisten angestellt, aber auf kleinen Schiffen ist dies wirtschaftlich unmöglich. Daher muß dafür gesorgt werden, daß der Bordtelegraphist durch einen Schiffsangestellten abgelöst wird, der ja nicht perfekter Telegraphist zu sein braucht, sondern nur auf den Schiffsauruf und das Notsignal achtet und bei Eintreffen derselben den Telegraphisten weckt. Es ist festgestellt, daß zur Zeit, als die ‚Titanic' ihre Notrufe mit der für den Schiffsverkehr vorgeschriebenen normalen Wellenlänge aussandte, eine Anzahl der großen Schiffe mit der Aufnahme von Zeitungsnachrichten der Station Cape Cod beschäftigt war. Der Empfangsapparat war auf den betreffenden Schiffen dementsprechend auf eine sehr große Wellenlänge eingestellt und konnten die mit kleiner Wellenlänge gegebenen Notrufe daher nicht hören. In Zukunft wird es nötig sein, die Schiffe mit einem sogenannten Doppelempfangsschalter auszustatten, der es ermöglicht, auf derselben Station gleichzeitig zwei Telegramme mit verschiedener Wellenlänge aufzunehmen. Praktisch würde die Sache dann so aussehen, daß der Bordtelegraphist mit dem einen Empfangsapparat die Zeitungsnachrichten mit langer Welle aufnimmt, während ein zweiter Telegraphist oder ein Schiffsoffizier am zweiten Apparat sitzt und auf Anrufzeichen oder Notsignale hört, die mit anderen Wellenlängen gesandt werden.

C. Kommerzieller Verkehr (Telegraphendienst). Ich nenne diesen Verkehr zuletzt, trotzdem die Einrichtung fast aller bestehenden Bordstationen ausschließlich mit Rücksicht auf diesen Verkehr erfolgt ist. Die Titanic-Katastrophe wird hoffentlich eine Ände-

rung der bisherigen Anschauungen herbeiführen. Man wird in Zukunft vor allen Dingen die Sicherheit der Passagiere und erst dann den Luxus berücksichtigen. Auch bei der Anlage der drahtlosen Station muß die Anschauung Platz greifen, daß drahtlose Telegraphie in erster Linie ein Mittel zur Sicherung der Navigation ist und daher auf keinem Schiffe fehlen darf, in zweiter Linie erst soll man daran denken, daß die drahtlose Station zur Erleichterung des Nachrichtenverkehrs der Passagiere vorhanden ist."

Über die Besetzung der Apparate, Weckapparate und Not-Sender äußert sich Herr Bredow wie folgt:

Bei großen Passagierdampfern ist schon jetzt ununterbrochener Dienst durch mehrere Berufstelegraphisten eingerichtet. Bei kleinen Passagierdampfern wird der Dienst nach Bedarf und nach der jeweiligen Verkehrsmöglichkeit eingerichtet. Bei Frachtdampfern ohne Berufstelegraphist ist Dienst lediglich während der Abgabe von vorliegenden Dienstmeldungen.

Es ist der Technik, trotzdem die besten Köpfe seit Jahren daran arbeiten, noch nicht gelungen, einen einfachen betriebssicheren drahtlosen Wecker zu konstruieren.

Die bisher in großer Zahl gemachten Vorschläge kranken daran, daß es sich um hochempfindliche Apparate handelt, die nur funktionieren, wenn sie von einem Spezialisten dauernd beobachtet werden. Hinzu kommt noch der Preis, der fast $^1/_3$ des ganzen Stationspreises ausmacht und die Tatsache, daß der Apparat nicht auf bestimmte Anrufzeichen, sondern immer anspricht, wenn elektrische Wellen bestimmter Länge den Empfangsapparat beeinflussen.

Sicherer ist also jedenfalls die Besetzung des Apparates durch Personal. Daher muß, jedenfalls auf Passagierdampfern, dafür gesorgt werden, daß der Bordtelegraphist durch einen Schiffsangestellten abgelöst wird, der ja nicht, wie schon bemerkt, ein perfekter Telegraphist zu sein braucht.

Will man bei Frachtdampfern nicht soweit gehen und eine ständige Besetzung der Station anordnen, müßte wenigstens bestimmt werden, daß in bestimmten Zwischenräumen, vielleicht nach Ablauf jeder Stunde, ein Mann an den Apparat geht und auf Anrufzeichen und Notsignale achtet.

Da der Pressedienst von Land zu Schiff mit der Zeit einen immer größeren Umfang annehmen wird (schon jetzt sind die meisten größeren Schiffe pro 24 Stunden 2—3 Stunden lang ausschließlich mit der Aufnahme von Telegrammen für die Bordzeitung beschäftigt), empfiehlt es sich, in Zukunft die Schiffe mit einem zweiten einfachen Empfangs-

apparat und einer Doppelantenne oder einem sogenannten Doppelempfangsschalter auszustatten, der es ermöglicht, auf derselben Station mit einer Antenne gleichzeitig 2 Telegramme mit verschiedener Wellenlänge aufzunehmen.

Mit der Einrichtung von sogenannten Notstationen ist man in Deutschland bereits vorgegangen, denn von 180 Schiffen, deren Telegraphenbetrieb von der Debeg ausgeübt wird, sind 130 mit derartigen Stationen versehen, diese sind vorübergehend unabhängig von der Lichtmaschine (durch Akkumulatoren, die für etwa dreistündigen Betrieb ausreichen). Die wichtigsten Teile der Station, wie Transformatoren, sind doppelt vorhanden (Reichweite ca. 150—250 km). Die seit Februar 1911 von der Debeg erlassenen Bestimmungen lauten:

„Alle Bordstationen sind mit einem Notsender für Fälle schwerer Havarie des Kessels oder Maschinenraumes ausgestattet. Es wird daher dem Telegraphisten zur ganz besonderen Pflicht gemacht, für die jederzeitige unbedingte Betriebssicherheit des Notsenders Sorge zu tragen, solange das Schiff auf freier See ist. Alle Teile des Notsenders müssen vor dem Inseegehen des Schiffes sorgfältig revidiert und die Akkumulatorenbatterie vollständig aufgeladen werden. Die Akkumulatoren sind täglich mindestens zweimal zu prüfen.

Da von dem einwandsfreien Funktionieren des Notsenders im Falle der Gefahr das Leben aller an Bord befindlichen Personen abhängig ist, hat der Telegraphist auf diesen Teil der Station sein besonderes Augenmerk zu richten. Ein Nichtfunktionieren des Notsenders im Bedarfsfalle oder bei Revisionen hat die sofortige Entlassung des Telegraphisten zur Folge.“

Wir wiederholen ferner auch einen Vorschlag unseres Mitarbeiters Herrn Dr. L. W. Austin (Washington), der schon im 4. Heft (Band V) des Jahrbuches abgedruckt war:

„Ein Vorschlag betreffend die radiotelegraphischen Notsignale. Die meisten Schiffe mit radiotelegraphischen Einrichtungen haben nur einen offiziellen Operateur an Bord. Die Folge ist, daß die Apparate nur für einen Teil der Zeit zum Empfang der radiotelegraphischen Notsignale bereit sind. Es erscheint deshalb wünschenswert, daß das Notsignalzeichen so einfach gewählt sei, um ohne weiteres auch von Personen erkannt zu werden, die nicht mit dem Telegraphieren vertraut sind. Der Kapitän könnte dann für den Fall, daß der Operateur dienstfrei ist, irgend jemand bestimmen, die Zeichen abzuhören. Sobald das Notsignal dann gehört wird, würde der Operateur gerufen werden, um den weiteren radiotelegraphischen Verkehr auszuführen.

Der Buchstabe „*S*", welcher im Morsealphabet und kontinentalen Codes der gleiche[1]) ist, bestehend aus drei Punkten, würde in gewissen Kombinationen ein gutes Notsignal abgeben. Beispielsweise könnte „*S S S*" das gegenwärtig übliche Notzeichen „*S O S*" ersetzen, wenn die bevorstehende internationale Konferenz für Radiotelegraphie in London veranlaßt werden könnte, diese Änderung einzuführen. Dieses Notsignal, wenn es häufig wiederholt wird, würde selbst von dem Unerfahrensten erkannt werden.

Meistens ist wohl heute der Operateur zwischen Mitternacht und Morgen dienstfrei, eine Zeit, in der gerade eine große Zahl Unglücksfälle auftreten. Jede Änderung, die es herbeiführt, daß jedes Schiff permanent bereit ist, Notsignale aufzunehmen, wird die Nützlichkeit dieses Sicherheitsdienstes wesentlich erhöhen."

Schließlich seien noch einem Aufsatz in der „Frankfurter Zeitung" folgende Mitteilungen entnommen:

„Wie die Berichte über das Unglück unbestritten behaupten, hat sich der Frachtdampfer ‚Lena' zur Zeit der Katastrophe in fast unmittelbarer Nähe der ‚Titanic' befunden, ohne von dem gräßlichen Ereignis auch nur eine Ahnung zu bekommen, da er mit Funkensprucheinrichtung nicht ausgerüstet ist. Hätte er solche an Bord gehabt, wäre es ohne Zweifel möglich gewesen, Passagiere und Personal des sinkenden Dampfers sämtlich in Sicherheit zu bringen. Wenn man heute aber schon Fischerkutter mit drahtlosen Telegraphieanlagen versehen hat, dann sollten doch mindestens alle am transatlantischen Verkehr beteiligten Dampfer durch internationale Vereinbarung verpflichtet sein, ebensolche Ausrüstung an Bord zu haben. In Deutschland steht ja die gesetzliche Regelung dieser Frage unmittelbar bevor, hoffentlich bleiben die übrigen Länder, soweit sie nicht schon vorangegangen sind, nicht zurück. Bei uns sind Seeberufsgenossenschaft und Reichsversicherungsamt die treibende Kraft, aber auch die Versicherungsgesellschaften sollten einen durchaus berechtigten Druck ausüben dadurch, daß sie die Übernahme von Versicherungen bei Dampfern ohne Funkensprucheinrichtung ablehnen.

Nicht minder wichtig ist auch eine durchgreifende Änderung der Dienstzeit bei den Bordstationen. So haben der Dampfer ‚Oceana' der Hamburg-Amerika-Linie und deren im Atlasdienst laufenden Dampfer ‚Prinz August Wilhelm', ‚Prinz Eitel Friedrich', ‚Prinz Joachim' und ‚Prinz Sigismund' Telegraphendienst nur von 1 Uhr morgens bis 1,30 morgens, weiter von 6 bis 8, 9,30 bis 10,30, nachmittags von 2 bis

1) Was nicht der Fall ist mit „*S O S*".

5 Uhr und abends von 8 bis 10 Uhr. In den Zwischenzeiten braucht niemand zur Entgegennahme telegraphischer Meldungen anwesend zu sein. Die Dampfer ‚Prince George‘ und ‚Rupert‘ der Grand Trunk Pacific Railway Co. haben Dienstbereitschaft nur von 8 Uhr morgens bis 12 Uhr nachts, während die dänischen Kriegsschiffe von 7 Uhr morgens bis 9 Uhr abends Telegraphiermöglichkeit bieten. Die Dampfer ‚Noruega‘ und ‚Texas‘ der Norway-Mexico Gulf Line dehnen ihren Telegraphendienst in den Monaten Oktober bis März von 4 Uhr nachmittags bis 8 Uhr morgens und April bis September von abends 6 bis morgens 6 Uhr aus, die Russen ‚Esthonic‘ und ‚Rossia‘ dagegen sind nur dreimal über Tag je eine Stunde zu haben und zwar von 8 bis 9 m, 3 bis 4 s und 9 bis 10 s. Acht spanische Dampfer — ‚A Lazare‘, ‚Barcelo‘, ‚Cabanal‘, ‚J. J. Sister‘, ‚Luis Vives‘, ‚Vicente Puchol‘, ‚Vicente Ira Roda‘ und ‚Villarreal‘ — öffnen ihre Funkenspruchapparate in der Zeit von 8 Uhr morgens bis 12 Uhr nachts nur alle zwei Stunden auf je 15 Minuten. Die Deutsch-Australische Dampfschiffsgesellschaft und die ‚Hansa‘ lassen ihre Dampfer den Funkendienst ‚nach Bedarf‘ ausüben. Eine solche Regelung dürfte nach den jüngst gemachten Erfahrungen den Anforderungen unserer heutigen Zeit denn doch nicht mehr genügen. Die letzten Ereignisse fordern mit lauter Stimme den ununterbrochenen Dienst für die Bordstationen wenigstens aller Passagierdampfer.

Das internationale Verzeichnis der Funkentelegraphenstationen lehrt uns nun zwar, daß mit obigen Ausnahmen fast sämtliche mit Funkenanlagen versehenen Dampfer bereits ununterbrochenen Dienst während der Fahrt eingeführt haben. Auch der Dampfer ‚Californian‘ der Liverpooler Leyland Steamship Company, der zur Zeit der Katastrophe nur 18 Meilen von der ‚Titanic‘ entfernt gewesen ist, figuriert in dem Verzeichnis mit ununterbrochenem Dienst. Was nützt aber die als bestehend angekündigte, unter allen Umständen auch notwendige Einrichtung, wenn sie aus Mangel an Kräften nicht nutzbar gemacht werden kann. Die ‚Californian‘ hatte nur einen Bordtelegraphisten; und der war eingeschlafen, nachdem er 14 Stunden ununterbrochen Dienst verrichtet hatte. Fast genau so lagen die Verhältnisse auf dem Glasgower Dampfer ‚Parisian‘ der Allan Line, der 100 Meilen von der Unglücksstelle entfernt und der ‚Titanic‘ also näher war als die ‚Carpathia‘: ununterbrochener Dienst, aber nur ein einziger Telegraphist an Bord, der sich nach 18 Stunden angestrengter Arbeit zur Ruhe begeben hatte. Auch dort verhallten infolgedessen die Hilfesignale ungehört. Und wäre es nicht um ein Haar genau so auf der ‚Carpathia‘ gewesen? Deren Telegraphist

war ebenfalls im Begriff, sich schlafen zu legen, und nur ein glücklicher Zufall führte ihn noch einmal ins Betriebszimmer zurück. Nur diesem Zufall verdanken über 700 Menschen ihre Rettung! Sollen wir nun über die Telegraphenbeamten uns entrüsten? Im Gegenteil, sie haben ganz Ungewöhnliches geleistet. Nur der Fachmann kann beurteilen, was es heißt, 14 und 18 Stunden im Funkenbetriebe ohne Unterlaß tätig zu sein. Die drei genannten Dampfer benutzen zur Aufnahme der Zeichen die bei allen Funkensystemen am meisten gebräuchlichen Hörapparate, weil diese am empfindlichsten sind. Der dabei um den Kopf zu legende Hörer verursacht schon von selbst ein unbequemes Gefühl. Hinzukommen die infolge des chemischen Prozesses in der elektrischen Batterie aufsteigenden Dünste, die den Kopf ganz besonders benehmen. Da ferner wohl auf allen Schiffen gerade der engstmögliche Raum für die Telegraphie eingerichtet wird, leuchtet es ohne weiteres ein, daß die Bordtelegraphisten bei zu ausgedehnter Arbeitszeit apathischer werden müssen als es der Betriebssicherheit dienlich ist. Ihnen müßte also nicht weniger, sondern weit mehr Ruhe gegönnt werden als dem normal angestrengten Menschen. Die deutschen Dampfer würdigen diese Umstände auch, indem sie auf den großen Touren niemals nur einen, sondern mindestens zwei, gewöhnlich aber drei und mehr Telegraphisten an Bord haben, die ständig abwechselnd Wache gehen und ‚ununterbrochenen Dienst‘, wo er vorgesehen ist, auch tatsächlich abhalten. Auf den englischen Dampfern scheint man allgemein nur einen Telegraphisten an Bord zu haben; daß die ‚Titanic‘ deren zwei hatte, geschah wohl mit Rücksicht auf ihre Jungfernreise, auf der man nach allen Seiten brillieren wollte. Ein solch unangebrachtes Sparsamkeitsprinzip kann sich bitter rächen. Es hat am meisten dazu beigetragen, den Ausgang der Katastrophe sc entsetzlich werden zu lassen.

Eine eigenartige Erscheinung war das Auftreten eines so ernsten Apparatfehlers am Funkensystem der ‚Titanic‘, der sieben Stunden bestehen und erst kurz vor der Kollision beseitigt werden konnte. Das System war für die erste Reise des neuen Dampfers doch neu einmontiert worden und hätte deswegen auf seine Funktionsfähigkeit ganz besonders sorgfältig geprüft werden müssen. Wäre der Fehler bei und nach dem Zusammenprall noch vorhanden gewesen, dann hätte Hilfe überhaupt nicht herbeigerufen werden können; denn einen Notsender, wie ihn die deutschen Einrichtungen führen, scheint die ‚Titanic‘ nicht gehabt zu haben. Solche Vorkommnisse sollten ausgeschlossen sein und sind auch, wie man ruhig behaupten kann, auf deutschen Schiffen ausgeschlossen. Die Bordstationen der deutschen Passagierdampfer unter-

stehen der Kontrolle der Reichspostbehörde und diese nimmt die Überwachungspflicht wahrlich nicht auf die leichte Schulter.

Die Erzählung des „Titanic"-Telegraphisten Bride von dem Nichtreagieren der „Frankfurt" wurde von den Kennern der Verhältnisse sofort als Räubergeschichte bewertet. Aber einiges aus der Erzählung des Bride sollte doch von allgemeinem Interesse sein. Er bezeichnet das von der „Titanic" entsandte Notsignal *C Q D* (come quick danger) als internationales Zeichen. In Wirklichkeit gibt es nur ein international festgelegtes Zeichen für alle in Seenot befindlichen Schiffe: . . . — — — . . . = *S O S* (save our souls), bei dessen Wahrnehmung alle andere Korrespondenz unterbrochen werden muß und erst wieder aufgenommen werden darf, wenn die Stationen die Gewißheit erlangt haben, daß die durch den Hilferuf veranlaßte Korrespondenz beendet ist. Fehlt die Angabe einer bestimmten Station in dem Hilferufe, so hat jede das Notsignal empfangende Station die Verpflichtung, sich zu melden. Dem internationalen Funkentelegraphenvertrage, der diese Vorschrift enthält, und der seit dem 1. Juli 1908 in Kraft ist, ist auch Großbritannien am 3. November 1906 in Berlin unterschriftlich beigetreten. Trotzdem ignorieren die Engländer diese Bestimmung. Den Deutschen macht das allerdings nichts aus, sie sind auf alles eingerichtet. Der Dienstvorschrift für die deutschen Bordtelegraphisten sind die bei den Marconigesellschaften gebräuchlichen Abkürzungen und Signale beigegeben, ebenso wie die „des Generalpostmeisters in London für den Verkehr englischer Schiffe mit den englischen Küstenstationen und ausländischer Schiffe, soweit sie mit Marconi-Apparaten ausgerüstet sind!". Mit Genugtuung haben wir die Feststellung zur Kenntnis genommen, daß gerade der Lloyddampfer „Frankfurt" zuerst die Notsignale auffing und richtig würdigte. Seiner Wachsamkeit und Initiative ist es zu danken, daß die „Carpathia" noch rechtzeitig auf der Unfallstelle eintreffen konnte, um die Rettungsboote aufzunehmen. Denn die „Carpathia", die viel näher bei der „Titanic" war, ist erst aufmerksam geworden, nachdem die „Frankfurt" sie informiert hatte.

Für diese Umsicht tituliert der „Titanic"-Telegraphist seinen deutschen Kollegen dann: You are a fool! Ein derartiges arrogantes Benehmen richtet sich selbst, wird aber hoffentlich auf der Konferenz doch einmal scharf gerügt.

Ein Hauptaugenmerk ist ferner auf die Auswahl und Ausbildung der Funkentelegraphisten zu richten. Es sollten nur körperlich kräftige und geistig intelligente Leute in Dienst gestellt werden. In Deutschland müssen die Bordtelegraphisten ein von der Regierung ausgestelltes technisches Befähigungszeugnis besitzen, das auf Grund

einer vor dem Kaiserl. Telegrapheningenieur in Emden, dem die Funkenstation in Norddeich untergeordnet ist, abgelegten Prüfung erteilt wird. Auch verlangt man von ihnen Kenntnisse in der englischen und spanischen Sprache. Zunächst werden die Zeugnisse nur für ein Jahr ausgestellt, um zu vermeiden, daß ein Telegraphist, der nach den ersten Fahrten dem Funkenberuf für einige oder längere Zeit den Rücken gekehrt hat, sich wieder erfolgreich um Anmusterung bewirbt, ohne noch die erforderlichen Kenntnisse zu besitzen. Die Regierungskontrolle ist so scharf, daß, wenn ein Zeugnis nach Jahresfrist nicht wieder erneuert ist, von Emden aus sofort Recherchen nach dem Grunde angestellt werden.

Größte Verwunderung hat in Deutschland die Tatsache hervorgerufen, daß nicht einmal dem Kapitän eine Kontrolle über den englischen Telegraphisten zusteht, der lediglich seiner Gesellschaft verantwortlich ist. Die deutschen Bordtelegraphisten haben Schiffsoffiziersrang und unterstehen während ihrer Stationierung an Bord dem Kommando des Kapitäns und den Befehlen des jeweils wachhabenden Offiziers, genau wie die übrige Besatzung. So gehört sichs auch und es muß sehr nachdrücklich die Forderung erhoben werden, daß auch diese Frage im deutschen Sinne international geregelt werde.

Kurz resumiert müßte also über folgende Punkte durch internationale Vereinbarung einheitlich Bestimmung getroffen werden:

1. über die Ausrüstung mit Funkentelegraphie aller Seedampfer von gewisser Größe und Art,

2. über die Einführung und Einhaltung der ununterbrochenen Dienstzeit,

3. über den einheitlichen Gebrauch der telegraphischen Zeichen und Abkürzungen,

4. über die Verpflichtung, daß sämtliche Bordstationen ohne Unterschied des von ihnen benutzten Systems miteinander in Verkehr treten müssen,

5. über Annahme, Ausbildung und Anstellung der Bordtelegraphisten und über deren rechtliche Stellung und Verantwortlichkeit an Bord."

Wir geben uns der Hoffnung hin, daß die Tagung der internationalen Konferenz in allen Punkten erfolgreich sein möge, damit wir auch zu einer Festlegung von einheitlichen, internationalen Bestimmungen für den Warnungs- und Notsignaldienst gelangen. Erst dann kann die Seeschiffahrt der großen Vorzüge, welche in der Benutzung der Radiotelegraphie für sie liegen, wirklich teilhaftig werden.

E.

Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Metzger & Wittig, Leipzig.

Band 5. Heft 1.

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit
von
Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von
Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben
von
Dr. Gustav Eichhorn
(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich I.

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1911.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Inhalt.

Seite

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich I., Postfach, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Band 5. Heft 2.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich I.

EX UMBRA IN SOLEM

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1911.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im November 1911.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich I., Postfach, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Band 5. Heft 3.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich I.

LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

1912.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im Januar 1912.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich I., Postfach, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Band 5. Heft 5.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich I.

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1912.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im Mai 1912.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich I., Postfach, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Band 5. Heft 6.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Postrat **O. Jentsch** (Erfurt), Privatdozent **L. Mandelstam** (Straßburg i. E.), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Prof. **Henri Poincaré** (Paris), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Berlin), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Prof. **Adolf Slaby** (Berlin), Prof. **C. Tissot** (Brest), Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.

LEIPZIG
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH
1912.

Die Ausgabe erfolgt in Heften, die einzeln nicht käuflich sind. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—, nach dem Auslande ℳ 21.60. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Ausgegeben im Juni 1912.

Inhalt.

Seite

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: Dr. G. Eichhorn in Zürich, Postfach, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Metzger & Wittig, Leipzig.